

海洋大循環モデルによる北太平洋亜熱帯循環系の力学的構造と変動に関する研究

著者	君塚 政文
学位授与機関	東京海洋大学
学位授与年度	2011
URL	http://id.nii.ac.jp/1342/00000933/

修士学位論文

海洋大循環モデルによる北太平洋亜熱帯循環系の
力学的構造と変動に関する研究

平成 23 年度
(2012 年 3 月)

東京海洋大学大学院
海洋科学技術研究科
海洋環境保全学専攻

君塚 政文

修士学位論文

海洋大循環モデルによる北太平洋亜熱帯循環系の
力学的構造と変動に関する研究

平成 23 年度
(2012 年 3 月)

東京海洋大学大学院
海洋科学技術研究科
海洋環境保全学専攻

君塚 政文

要旨

渦解像度海洋大循環モデル OFES を用いて、1950～2010 年の北太平洋亜熱帯循環系の平均鉛直構造とその変動を調べた。亜熱帯循環系は、中緯度域にみられる時計周りの大規模循環である。本研究では、この亜熱帯循環系の北側にみられる東向きの流れと、南側の西向きの流れの境界である東西循環軸に着目し、循環軸の鉛直構造と時間変動を詳細に調べた。循環軸は、等深度または等密度面上の流線分布に基づき定義した。2000dbar 基準の鉛直積算力学的高度の循環軸は、およそ 30°N にみられ、スベルドラップ流線関数の循環軸の位置とよく一致した。しかし、深度面(密度面)でみると、 180° を境に東西で循環軸の特徴は大きく異なる。 180° より西側では、等深度または等密度面における循環軸の位置の鉛直の違いはみられない。一方、 180° より東側では、海面から 200m では 25°N に、200～600m では $30\sim 32^{\circ}\text{N}$ に、700m～では $37\sim 38^{\circ}\text{N}$ に循環軸がみられ、深度(密度)が深く(重く)なるにつれ、循環軸が北へシフトする。この結果は、先行研究の結果や観測データの解析とも整合する。

循環軸とモード水との関係を調べた。モード水は、水温と塩分の鉛直一様性で特徴付けられる水塊であり、力学的には低渦位で特徴付けられる水塊である。モード水の分布と循環軸の位置の関連を調べた結果、亜熱帯モード水では、モード水の上下層の循環軸の位置がともに低渦位水の北側に位置するのに対し、中央モード水では、上下層の循環軸に挟まれるようにモード水が分布していることがわかった。循環軸の南北シフトは、基本的に渦位保存により生じる β スパイラルに起因すると考えられる。そこで循環軸が南北に大きく変化する海域で、流向の鉛直分布を調べた。その結果、 180° 以東の鉛直積算力学的高度から定義した循環軸の南側の領域では、 $24.8\sigma_{\theta}\sim 26.2\sigma_{\theta}$ で、北側の領域では、 $26.2\sigma_{\theta}\sim 27.4\sigma_{\theta}$ で流向の変化が大きく、大きな流向スパイラルがみられた。南側の領域の大きなスパイラルは、中央モード水の上部の密度帯で起こることがわかった。中央モード水は、他に比べて渦位保存性が良く、厚く低渦位な中央モード水が β スパイラルを引き起こしていることが示唆された。スベルドラップの渦度方程式から β スパイラルの要因についてさらに詳しく調べた。鉛直積算力学的高度の循環軸の南側の海域では、流向の鉛直変化の分布と、中央モード水の南向き輸送量の分布とが定性的に整合していて、厚い中央モード水の南向きの輸送が循環軸の南北変化の要因であることが示唆された。

循環軸の南北位置には時間とともに大きく変動しており、5～10 年ほどの時間スケールの変動と、1980 年代を境に大きく変化する数十年規模変動がみられた。数年スケールの変動については、中央モード水上部の密度帯の低渦位水の変動と関係し、数十年スケールの変動は、中央モード水下部の密度帯の低渦位水のサブダクションと関係する可能性が示唆された。

目次

第 1 章 序論	1
§1.1 北太平洋亜熱帯循環系の構造	1
§1.2 最近のモード水研究の発展	3
§1.3 通気水温躍層理論(Ventilated thermocline theory)	5
§1.4 本研究の目的	7
第 2 章 データと処理	8
§2.1 渦解像度海洋大循環モデル	8
§2.2 MOAA-GPV	9
§2.3 モデルと観測値との比較	10
第 3 章 亜熱帯循環系の循環軸の分布	12
§3.1 スベルドラップ流線関数と鉛直積算力学的高度の分布	12
§3.2 等深度面および等密度面上における循環軸の分布	13
第 4 章 循環軸とモード水の関係	16
§4.1 循環軸とモード水の分布	16
§4.2 循環軸と β スパイラルの関係	16
§4.3 循環軸と渦位保存性の関係	18
第 5 章 循環系の時間変動	21
第 6 章 まとめ	23
謝辞	
参考文献	26
図, 表	33

第 1 章 序論

§1.1 北太平洋亜熱帯循環系の構造

図 1-1 に観測値から求められた東西流速と海面力学的高度の分布を示す。北太平洋亜熱帯循環系は、北太平洋の $15^{\circ}\text{N} \sim 45^{\circ}\text{N}$ にかけてみられる高気圧性の大規模な循環であり、北太平洋の大部分を占めている。この亜熱帯循環系は、 45°N 付近を東向きに流れる北太平洋海流、海盆の東側を南向きに流れるカリフォルニア海流、 15°N 付近を西向きに流れる北赤道海流、海盆の西側の東シナ海から日本列島に沿って北向きに流れる黒潮、黒潮に続く東向きの流れである黒潮続流によって構成されている。

これらの流れは、主に海上風によって駆動されている。風による海洋の循環(風成循環)の理論は、スベルドラップバランスによって説明される(Sverdrup 1947 ; Munk 1950)。スベルドラップバランスは、亜熱帯域の表層海洋大循環の南北流量が時間的に変化しない定常状態であるときに、流れの強い西岸域を除く海域で成り立つ。

$$\beta v_G = f \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.1)$$

β はコリオリパラメータの南北微分($=\partial f/\partial y$)、 v_G は南北地衡流速、 f はコリオリパラメータ、 w はエクマンパンピングによる鉛直流速(エクマンパンピング速度)、 z は深度(下向きに正)を示している。この式を鉛直積分すると

$$\beta \int_{-h}^0 v_G dz = fw(0) - fw(-h) \quad (1.2)$$

が得られる。ここで、(1.2)式の $w(-h)$ は、風の効果の及ばない十分な深さのエクマンパンピング流速なので無視する。エクマンパンピング流速は、エクマン輸送に伴う海水の水平収束、発散によって生じ、以下のように表される。

$$w(0) = \frac{1}{\rho} \text{curl} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{f} \right)_z \quad (1.3)$$

$\boldsymbol{\tau}$ は、海面上の風による摩擦応力(風応力(τ_x, τ_y))を、 ρ は平均の海水密度を示している。(1.3)

式を(1.2)式に代入すると、以下の式が得られる。

$$\int_{-h}^0 v_G dz = \frac{f}{\rho\beta} \text{curl} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}}{f} \right)_z = \frac{1}{\rho\beta} \text{curl} (\boldsymbol{\tau})_z + \frac{\tau_x}{\rho f} \quad (1.4)$$

この式の左辺は、南北地衡輸送量を示しており、それが右辺第 1 項の南北スベルドラップ輸送量と右辺第 2 項の南北エクマン輸送量の合算したものと等しいことを示している。北太平洋亜熱帯循環系の大部分では、風応力カールが負の値なので、スベルドラップ輸送量は、南向きとなる。NCEP/NCAR 大気再解析データ(Kalnay et al. 1996)の風応力気候値から求めたスベルドラップ南北輸送量を海盆の東岸から積算したものを図 1-2 に示す。以後、スベルドラップ流線関数とよぶ。北太平洋亜熱帯循環系の風成循環は、全体的におよそ 30°N を境に北側で南東向きの流れ、南側で南西向きの流れであることがわかる。

風成循環と海面力学的高度(図 1-1)の分布は、ともに高気圧性の循環を示しており、全体的に一致する。しかし、海面力学的高度の分布では、緯度幅の広い弱い東向きの流れが 20°N 付近までみられ、風成循環では、このような分布はみられなかった。また、25°N 付近にも、風成循環ではみられなかった東向きの比較的強い流れがみられる。この流れは亜熱帯反流(Subtropical Countercurrent ; STCC)と呼ばれている(Uda and Hasunuma 1969 ; Kobashi et al. 2006 ; Kobashi and Kubokawa 2012)。STCC は、海水特性が鉛直一様性で特徴づけられるモード水の南側で分布している。Kubokawa (1999)は、理論的研究で STCC がモード水のような低渦位水の積み重なりによって生じる南北の密度勾配と関係することを提案し、Kubokawa and Inui (1999)によって、数値的研究からその重要性が指摘された。Kobashi et al. (2006)は、北部 STCC と東部 STCC が低渦位水の南側に位置し、それぞれの低渦位水が亜熱帯モード水(Subtropical Mode Water ; STMW)(Masuzawa 1969)と中央モード水

(Central Mode Water ; CMW)(Nakamura 1996 ; Suga et al. 1997)に相当する水塊であることを示した(図 1-3)。このように低渦位な水であるモード水は、亜熱帯循環系の海洋表層において力学的に重要な水塊である。

亜熱帯循環系の南側 20°N 付近では、160°W より西側に東向きの流れがみられ、風成循環でもよくみられた。これは、ハワイ風下海流(Hawaiian Lee Countercurrent ; HLCC)と呼ばれており、北東貿易風がハワイ諸島に衝突することによって生じる風応力カールのダイポール構造によって引き起こされている(Xie et al. 2001)。

§1.2 最近のモード水研究の発展

モード水とは、水温と塩分の鉛直一様性で特徴付けられる厚い水塊であり、力学的には低渦位で特徴付けられる水塊である。モード水は、晩冬に暖流や前線の南側でできる深い混合層によって形成される。この深い混合層が、春にかけて海面の加熱により、蓋をされるように季節躍層によっておおわれ、その後、モード水の一部は、次の年の冬季に発達する混合層内に取り込まれ(この過程は、エントレイメントと呼ばれている)、海面に再び露出し、海面水温に影響をおよぼす。しかし、残りのモード水は、永年躍層に沈み込み(この過程は、サブダクションと呼ばれている)、形成域から移流され、広範囲に拡がる。これらの水塊は、全海洋の亜熱帯および亜寒帯循環にみられる(図 1-4)。

北太平洋亜熱帯循環系のモード水は、大きく 3 種類に分類される。これらのモード水は、亜熱帯循環系での形成域や海水特性によって分類される。黒潮続流の南側にある亜熱帯モード水(Subtropical Mode Water ; STMW)(Masuzawa 1969)、北太平洋東部亜熱帯域でみられる東部亜熱帯モード水(Eastern Subtropical Mode Water ; ESTMW)(Hautala

and Roemmich 1998), そして亜寒帯前線の南側でみられる中央モード水(Central Mode Water ; CMW)(Nakamura 1996 ; Suga et al. 1997)が北太平洋亜熱帯循環系には存在している。さらに北太平洋亜熱帯循環系にみられる CMW は , 3 つに分類される。混合水域の黒潮分枝前線の南側にある軽いタイプの中央モード水(Lighter variety of Central Mode Water ; L-CMW)と , 亜寒帯前線の南側にある重いタイプの中央モード水(Denser variety of Central Mode Water ; D-CMW)(Tsujino and Yasuda 2004 ; Oka and Suga 2005) , そして亜寒帯前線と極前線(Polar front ; Oka and Qiu. 2012)の南でみられる移行領域モード水(Transition Region Mode Water ; TRMW)(Saito et al. 2007)である。

このように , 北太平洋亜熱帯循環系では , モード水の形成域や海水特性について研究が進められている。さらにモード水形成を担う混合層についても研究が進められている。過去の研究では , 様々な観測データ , モデルや再解析データに基づいて , 全球の混合層深度(Mixed Layer Depth ; MLD)の分布が調べられた(Kara et al. 2003 ; de Boyer Montégut et al. 2004 ; Suga et al. 2004 ; Lorbacher et al. 2006 ; Oka et al. 2007 ; Carton et al. 2008 ; Ohno et al. 2009)。モード水には , 形成された年の冬で行われた大気と海洋とのやりとりの情報が , 水温 , 塩分 , 渦位偏差として保持されている。混合層やモード水の変動は , 時間スケールが長く , 太平洋十年規模変動(Pacific Decadal Oscillation ; PDO)(Mantua and Hare 2002)と密接に関係している(Deser et al. 1996 ; Qiu and Chen 2006 ; Dawa and Thompson 2007 ; Carton et al. 2008)。

北太平洋亜熱帯循環系にみられるモード水のうち , 4 種類のモード水は , 日本東方沖の混合水域で形成される。混合水域は , 北太平洋亜熱帯循環系の黒潮続流と亜寒帯循環系の親潮とが接し , 特性の異なる海水が複雑に分布している(Yasuda 2003)。この海域では , 黒潮続流から切離される中規模渦がしばしばみられ , 最近では , これらの中規模渦とモード水と

の関係について，研究が進められている(Uehara et al. 2003 ; Nishikawa et al. 2010 ; Kouketsu et al. 2012)。混合水域にみられる三陸沖の暖水渦のような高気圧性渦では，深い混合層が形成される(Itoh et al. 2011 ; 君塚ら 2011 ; Kouketsu et al. 2012)。混合水域の高気圧性渦で形成される深い混合層の海水特性は，中央モード水の海水特性と一致し，高気圧性渦がモード水形成に重要であることが報告されている(君塚ら 2011 ; Kouketsu et al. 2012)。このように混合水域を含む北太平洋北西部で形成されるモード水は，サブダクションによって沈み込みながら，北太平洋中央部に輸送される。モード水のような低渦位水のサブダクションは，北太平洋亜熱帯循環系の風成循環の三次元的な構造を示した通気水温躍層理論(Ventilated thermocline theory)において，非常に重要な要素である。

§1.3 通気水温躍層理論(Ventilated thermocline theory)

通気水温躍層理論(Ventilated thermocline theory)は，通気される層(ventilated thermocline)に対して Luyten et al. (1983)によって提案された。Rhines and Young (1982)と Young and Rhines (1982)は通気されない層(unventilated thermocline)に関して通気水温躍層理論を発展させた。通気水温躍層理論の目的は，風成循環の傾圧性の構造を理解することであり，この理論以前は，スベルドラップの理論による順圧性の風成循環までしか理解できていなかった。図 1-5 に通気水温躍層理論に基づいて作成された 2 層モデルの流線分布を示す(Pedlosky 1998)。中央部での流れは，下層(図 1-5 a)で，南西向きの流れ，上層(図 1-5 b)では，南東向きの流れである。この領域では，同一地点で，流向が，深くなるにつれ時計まわりに変化している。この変化は β スパイラルと呼ばれている(Stommel and Schott 1977)。 β スパイラルの要因は，Stommel (1984)によって説明された。図 1-6 に 2 層モデルの 2 層目

の水柱の模式図を示す。各層で密度は一定とする。ここで北太平洋亜熱帯循環を考え、2 層目の水柱は、スベルドラップ輸送により南向きに輸送されることを考える。渦位保存の法則によって、2 層目の水柱の厚さ(h_2)が小さくなる。そのため、2 層目の上部の密度面は南に向い深くなり南北に傾く。このことから、2 層目より上では、温度風の関係により、東向き成分の流れが生じる。1 層目と 2 層目を比較すると、1 層目の流れは、相対的に東向き成分が大きくなるため、同一地点で鉛直方向にみると下向きに時計まわりに流向の変化が起こる。これが β スパイラルである。このことから、 β スパイラルは、渦位保存により生じていることがわかる。しかし、実際には、海水の粘性や拡散によって、必ずしも渦位が保存されているわけではない。したがって、循環の構造を理解するために渦位保存性を調べることが重要である。

Luyten et al. (1983)は、単純化された多層モデル(Luyten-Pedlosky-Stommel model ; LPS model)を用いて解析した。その後、Talley (1985)は、LPS model を北太平洋に適用させ、いくつかの興味深い結果を示した。Huang and Qiu (1994)と Huang and Russell (1994)は、Levitus (1982)の気候値と、Hellerman and Rosenstein (1983)の風応力のデータを用いて、通気水温躍層の構造を調べた。その結果、北太平洋亜熱帯循環系の構造は、表層で、 20°N まで東向きの流れがみられ、深い層では、循環系が北へシフトしていることが示された(図 1-7)。

Qu(2002)では、このような深度にともなう亜熱帯循環系の極方向へのシフトについて、World Ocean Atlas 1998(WOA 98 ; Boyer et al. 1998a,b,c)の気候値と、Hellerman and Rosenstein (1983)の風応力のデータを用いて、流線が南北に最大となる場所として定義した循環軸の分布を調べた。彼の結果では、風応力から求められたスベルドラップ流線関数の循環軸と、海洋内部の変数から求められた 2000dbar 基準の力学的高度を鉛直方向に積算し

たものの循環軸が一致することを示された。また循環軸の鉛直分布では、 180° よりも東側で、循環軸の深度にともなう南北へのシフトが大きいことが報告されている。しかし、その要因については、詳しく調べていない。また、循環軸の時間変動についても調べられていない。

§1.4 本研究の目的

Kobashi et al. (2006)では、観測に基づく高解像度の水温気候値データを用いて、亜熱帯循環系の中央部の中央モード水の分布域に水平地衡流の流向の大きな鉛直変化がみられることを指摘した。また、流向の変化がみられる海域で循環軸の南北シフトが起こっていることを示し、モード水と循環軸の南北シフトとの関連を示唆した。そこで本研究では、海洋大循環モデルを用いて、北太平洋亜熱帯循環系の構造とモード水の関係と、その時間変化を調べる。本研究では、渦解像度海洋大循環モデル(OFES; Masumoto et al. 2004)による 1950 ~ 2010 年の 61 年間過去再現実験の計算結果を主に使用する。最近、このデータを用いて HLCC(Sasaki et al. 2012)や STCC(Nonaka et al. 2012)、黒潮(Nishikawa and Yasuda 2011)の時間変動に関する研究が盛んに行われている。

本論文の構成としては、まず第 2 章で使用したデータを説明し、モデルでの海水特性の特徴を観測データと比較する。第 3 章では、モデルと観測データから亜熱帯循環系の循環軸の分布について記述する。第 4 章では、循環軸とモード水の関係について、循環軸と中央モード水の分布について調べ、特徴的な海域について、鉛直方向の流向について解析を行う。また、流向差と渦位の分布から、モード水の渦位保存性と循環軸および β スパイラルについて、議論する。第 5 章では、亜熱帯循環系の時間変動について、渦位や力学的高度の年々変動を示す。第 6 章では、本研究のまとめを行う。

第2章 データと処理

§2.1 渦解像度海洋大循環モデル

北太平洋亜熱帯循環系の構造および変動を調べるために、本研究では、Ocean general circulation model (OGCM) For the Earth Simulator (OFES ; Masumoto et al. 2004)による1950 ~ 2010 年の 61 年過去再現実験の出力結果を主に使用した。OFES は、GFDL/NOAA(Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/National Oceanic and Atmospheric Administration)によって開発された Modular Ocean Model version 3 (MOM3)(Pacanowski and Griffies 2000)に基づいて、地球シミュレーター用に最適並列化した海洋大循環モデルである。計算領域は、ほぼ全球にわたる 75°S ~ 75°N であり、北極域も含まれている。空間解像度は、水平方向に 0.1°、鉛直方向に 54 層である。鉛直格子間隔は、海面での 5m から、最大深度である 6065m 深の 330m まで変化する。水平方向の粘性係数および拡散係数は、Smith et al. (2000)と同様に赤道で運動量には $2.7 \times 10^{10} \text{m}^4/\text{s}$ 、トレーサーには $9 \times 10^9 \text{m}^4/\text{s}$ を用いている。また鉛直方向は、K-profile parameterization により計算されたものを使用している(Large et al., 1994)。

過去再現実験は、50 年間のスピナップ実験(気候値ラン)の 50 年後の状態を初期状態としている。気候値ランの初期状態として、流速場は静止状態とし、水温場、塩分場は WOA98 の年平均値を用いている。外力には、The National Centers for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research(NCEP/NCAR)の大気再解析データ(Kalnay et al. 1996)の 1950 ~ 1998 年の月平均気候値の風応力と大気の変数を与えている。その気候値ランの 50 年積分後に 1950 ~ 2010 年の期間で、NCEP/NCAR 再解析データの日

平均風応力によってモデルを駆動している。本研究では、経年変動ランの水温、塩分、流速データを主に用いて解析する。

本研究では、まず各年各月のポテンシャル密度、渦位、力学的高度を求め、それから長期平均値を計算した。渦位は、以下の式より計算した。

$$Q = \frac{f}{\rho} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \quad (2.1)$$

Q は渦位、 σ_θ はポテンシャル密度を示している。この式での渦位は、相対渦度($=\partial v / \partial x - \partial u / \partial y$)を無視している。これは、黒潮などの強い流れ以外の領域では、相対渦度が惑星渦度に比べて、非常に小さいためである(例えば Qiu et al. 2006)。そして各年各月の等深度面の変数は、等深度面上で平均した。等密度面のデータは、各年各月の等深度面の各変数を線形補間し、等密度面座標に変換したのち、等密度面平均により長期平均値を計算した。

§2.2 MOAA-GPV

観測との比較のため、本研究では、MOAA-GPV (Grid Point Value of Monthly Objective Analysis using Argo float data ; Hosoda et al. 2008)を使用した。MOAA-GPV は、アルゴフロートデータや TRITON (Triangle Trans-Ocean Buoy Network)のブイ、それ以外にも利用できる CTD (Conductivity-Temperature-depth)のデータに基づいて、最適内挿法を用いて作成されている。空間解像度は、水平方向に 1°間隔であり、鉛直方向には、海面から 2000dbar まで、25 層である。本研究では、2001～2010 年までの水温、塩分、ポテンシャル密度のデータを使用した。解析データの処理は、OFES 同様の処理を施した。

§2.3 モデルと観測値との比較

図 2-1 に本研究で使用する海洋大循環モデルから求めた 400dbar 基準の海面東西流速と 1000dbar 基準の海面力学的高度の 1950～2010 年の平均分布を示す。モデルでは、図 1-1 の観測値と比べて、全体的に良く似ている。しかし、モデルの方が高解像度であることも一つの要因ではあるが、亜熱帯循環系の南側まで広がる全体的な東向きの流れや、狭い緯度帯で比較的強い東向きの流れである STCC が明確にみられる。

図 2-2 に OFES と MOAA-GPV のポテンシャル密度と渦位の鉛直分布を示す。モデルと観測値ともに、高気圧性循環の密度構造を示している。北太平洋西部の 150°E では、 $25.2 \sim 25.5\sigma_{\theta}$ に STMW に対応する低渦位水がみられる(図 2-2 e)。これは、モデルでもよく再現されている(図 2-2 a)。北太平洋中央部では、 $25.5 \sim 26.5\sigma_{\theta}$ にかけて CMW に対応する低渦位水がみられるが(図 2-2 f,g)、モデルでは、観測値よりも、かなり低い渦位を示している。また、モデルでは、その低渦位な水の下層に高渦位な水がみられ、観測値とは異なる。 30°N の東西断面図(図 2-2 d,h)では、CMW に相当する低渦位水が、観測値では、 180° 付近にあるが、モデルでは、観測値より低い渦位の水が 160°W よりも東側に存在している。

図 2-3,2-4 に OFES と MOAA-GPV の等密度面上の渦位の分布を示す。 $24.8 \sim 25.2\sigma_{\theta}$ では、モデルの結果は、観測値とよく似ている。東部亜熱帯域では、ESTMW がよく再現されている。 $25.4 \sim 26.2\sigma_{\theta}$ では、西部亜熱帯域から中央部にかけて、STMW と CMW が広がっているが、モデルは、観測値より若干東側に位置し、渦位自体の値も低い。 $26.2 \sim 26.6\sigma_{\theta}$ では、CMW である低渦位水が循環によって、東側に流れる様子が明確になり、海盆の東岸にまで達する。一方、中央部では、西岸から広がっている比較的高渦位の水が分布しているが、観測値では、このような分布はみられない。しかし、表層の流れ、特に STCC は、低渦位水の

影響が大きいことが考えられる。全体的にみれば，表層から亜表層の渦位の構造は，モデルでよく再現されていると考えられる。

第 3 章 亜熱帯循環系の循環軸の分布

§3.1 スベルドラップ流線関数と鉛直積算力学的高度の分布

図 3-1 に、OFES で使用されている NCEP/NCAR の風応力データから求めたスベルドラップ流線関数の長期平均の分布を示す。循環軸は、流線(力学的高度、加速度ポテンシャル、スベルドラップ流線関数)が各経度でみたときに、亜熱帯域で南北に最大となる場所として定義した。スベルドラップ流線関数の分布は、高気圧性の循環を示している。Qu(2002)による Hellerman and Rosenstein (1983)の風応力データから求められたスベルドラップ流線関数の分布は、南向き輸送量が南北に最大となる場所が 30°N 付近に 1 つみられ、明確に循環軸が定義されている。しかし、OFES で使用されている NCEP/NCAR のスベルドラップ流線関数は、27°N と 32°N に南北に最大となりうる位置が 2 か所みられる。これは、180° ~ 140°W、25° ~ 35°N の海域で、周辺と比べ、正の風応力カールが大きいためであり、低気圧性の風応力カール偏差により生じていると考えられる。また、NOAA のウェブサイトより直接 NCEP/NCAR 大気再解析データの 1950 年 ~ 2010 年の月毎の風応力データを入手した。このデータは、期間が OFES で使用されている風応力データと同じである。また、水平解像度がおよそ 2.5°であり、OFES で使用されている NCEP/NCAR 再解析データの風応力データよりも解像度が粗い。このデータから求められたスベルドラップ流線関数の分布(図 1-2)と比べて、OFES で使用されている NCEP/NCAR の風応力データから求めたスベルドラップ流線関数の分布は、2 か所の南北に極大をとるような分布が顕著にみられることから 0.1°という高解像度に再格子化したことによる計算上の問題も考えられる。他にも、NCEP/NCAR 再解析データ特有の問題や、観測精度向上による影響が考えられるが、Aoki

and Kutsuwada (2008)では、様々なデータセットを用いて、スベルドラップ流線関数の分布を求めている。図 3-1 のような 2 か所の南北に極大をとるような分布は、多少の違いはあるが、すべてのデータセットでみられる。27°N 付近にみられる東向き流れは、図 2-1 から示したように STCC の位置と一致する。Yoshida and Kidokoro (1967 a,b)は、STCC に沿ってみられる風応力カールの極小帯が STCC の形成要因であることを指摘した。しかし、Takeuchi (1984)は、理想化された海洋数値モデルによって、風応力カールの極小帯を含まない風の場合でも、STCC が形成されることを示した。そこで、本研究では、この 2 か所の南北に極大をとる分布の北側である 32°N をスベルドラップ流線関数の循環軸(以後、風成循環の循環軸と呼ぶ)として定義した。

図 3-2 に無流面を 2000dbar と仮定し、各深度面で力学的高度を計算し、それを鉛直方向に積算した力学的高度(以後、鉛直積算力学的高度と呼ぶ)の分布を示す。鉛直積算力学的高度の循環軸(図 3-2 の太い黒線)は、風成循環の循環軸(図 3-2 の破線)とよく一致し、亜熱帯循環系の海洋内部から求めた鉛直積算力学的高度の循環が風成循環と整合することを示している。この結果は、観測値(図 3-2 b; MOAA-GPV)や過去の研究(Qu 2002)とも整合する。

§3.2 等深度面および等密度面上における循環軸の分布

図 3-3 に、OFES による無流面を 2000dbar と仮定した等深度面上の力学的高度の分布を示す。これは、各深度面における傾圧性の循環を示している。各深度面の循環軸は、180°を境に東西で異なる。180°の西側では、風成循環の循環軸(図 3-3 の点線)を含めて、全ての深度面で 32°N 付近にみられる。これは、黒潮続流の南側にある黒潮再循環域での海水の非線形性が要因として考えられる。180°の東側では、西側に比べて様相が異なる。浅い深度

面では，鉛直積分力学的高度の循環軸より南側の 25°N 付近に循環軸がみられる(図 3-3 a)。
中層では，鉛直積分力学的高度と似た位置に循環軸がみられ(図 3-3 b)，深くなると，北側の 35°N に位置している(図 3-3 c)。

等密度面上でも同じような分布がみられる(図 3-4)。Qu (2002)は，100m 深，500m 深，800m 深に相当する密度面として，それぞれ $25.6\sigma_{\theta}$ ， $26.8\sigma_{\theta}$ ， $27.2\sigma_{\theta}$ を選択し，循環軸について調べている。その結果， $26.8\sigma_{\theta}$ ， $27.2\sigma_{\theta}$ は，それぞれ 500m 深と 800m 深の循環軸と一致するが， $25.6\sigma_{\theta}$ は， 180° より東側で 100m 深の循環軸と不一致であり，100m 深の循環軸より北側に位置していた。Qu (2002)では， $25.6\sigma_{\theta}$ 面が 180° の東側でおよそ 300m 深まで深くなっていることが要因であると指摘している。そこで，本研究でも Qu (2002)と同様の密度面でモデルの中での循環軸の位置を調べた(図 3-4 b,c,d)。全ての密度面で，Qu (2002)と同様の結果が得られた。そこで，100m 深での密度の水平分布と循環軸の関係を調べた(図 3-5)。100m 深での密度分布と，この深度面の循環軸を比べると，100m 深での循環軸は， $25.0\sigma_{\theta}$ の等値線付近に位置することがわかる。そこで，100m 深に相当する密度面として， $25.0\sigma_{\theta}$ の加速度ポテンシャルと循環軸をプロットした(図 3-4 a)。その結果， $25.0\sigma_{\theta}$ 面の循環軸は，100m 深の循環軸とよく一致した。

図 2-2a-c,e-g の密度の鉛直南北断面図には，モデルと観測データから求められた 2000dbar 基準の力学的高度の循環軸を重ねてプロットしている。モデルと観測値の循環軸の位置は，よく一致する。 150°E の緯度-深度断面図(図 2-2 a,e)は，全ての深度で， 32°N 付近に循環軸の位置がみられる。一方， 180° と 160°W の緯度-深度断面図(図 2-2 b,c,f,g)では，海面から 200m で 25°N に，200～600m で $30\sim 32^{\circ}\text{N}$ に，700m～で $37\sim 43^{\circ}\text{N}$ に循環軸が位置し，100～200m 深と 600～900m 深で急激に北へシフトしているように見える。循環軸の位置は，東西流速が 0 となるところと一致する。そこで，東西流速を調べたと

ころ、上で示した深度では、東西流速が 0 となるところが南北に 2 か所みられた(図省略)。

このことから、鉛直方向で急激に変化する循環軸の北へのシフトは、ある 1 か所の最大値が急激に北へ移動することではないことがわかった。これらの結果から、 180° より西側では、全ての深度面(密度面)の循環軸が、スベルドラップ流線関数や鉛直積算力学的高度の循環軸でみられたように 32°N 付近に位置し、 180° より東側では、浅い(軽い)深度面(密度面)の循環軸は、 25°N 付近にみられ、深く(重く)なるにつれ、北へシフトすることがわかった。

第 4 章 循環軸とモード水の関係

§4.1 循環軸とモード水の分布

まず本研究で使用している数値モデルの中でモード水のコアがどの密度帯に存在しているかを調べた。ポテンシャル密度に対する鉛直渦位極小の密度分布を図 4-1 に示す。本研究では、低渦位水のコアは、 $3.0 \times 10^{-10} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$ 以下の渦位で、鉛直渦位極小となる層として定義した。また、亜熱帯循環系でみられるモード水に注目するため、 $15 \sim 50^\circ \text{N}$ 、 $\sim 130^\circ \text{W}$ の北太平洋亜熱帯域で鉛直渦位極小の格子点を数えた。鉛直渦位極小のピークの密度帯は、 $25.3 \sim 25.5 \sigma_\theta$ と $25.8 \sim 26.4 \sigma_\theta$ の 2 か所でみられる。この 2 か所のピークは、それぞれ STMW と CMW に関係づけられ、観測値の結果(Kobashi et al. 2006 の Figure 10)ともほぼ一致する。

図 4-2 にモード水と循環軸の分布を示す。循環軸は、STMW と CMW の上下の層の密度面の循環軸を示している。STMW は、2 つの密度面の循環軸の北側に位置している。一方、CMW は、2 つの密度面の循環軸に挟まれるように分布しており、循環軸の南北シフトとの関連が示唆される。

§4.2 循環軸と β スパイラルの関係

前節では、CMW の分布と循環軸の南北シフトとの関連が示唆された。そこで、循環軸の南北シフトが大きい海域に着目し、循環軸と β スパイラルとの関係について調べた。今回は、鉛直積分力学的高度の循環軸(図 4-2 a 中、黒線)から、それぞれの密度面の循環軸に挟ま

れた海域(図 4-2 中, 緑(170°W ~ 150°W, 28 ~ 30°N)と黄色(170°W ~ 150°W, 30 ~ 38°N)の範囲)について, 海域平均し, 各密度面の流向の分布を調べた(図 4-3)。

鉛直積算力学的高度の循環軸より南側の海域では, 24.8 ~ 26.2 σ_θ で南東から南西へ流向が大きく変化している(図 4-3 a)。北側の海域では, より深い密度面である 26.2 ~ 27.2 σ_θ で大きく流向が変化している。南側の海域の流向変化が大きい密度帯は, CMW の密度帯(25.8 ~ 26.4 σ_θ)の上部にみられる。このことから, 浅い密度面で起こっているスパイラルには, CMW が関係していることが考えられる。

図 4-4 に各海域で流向の変化が大きい密度帯の上層と下層の流向差の分布を示す。流向差は, まず 0.05 σ_θ ごとに各密度面で流向差の鉛直変化率(radian(kgm⁻³)⁻¹)を求めた。

$$\tan^{-1} \left(\frac{(\mathbf{u}_2 \times \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{k}}{(\mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{u}_1)} \right) / \Delta\rho \quad (4.1)$$

$\mathbf{u}_2, \mathbf{u}_1$ は, 各密度面の流速, \mathbf{k} は, 鉛直方向の単位ベクトル, $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$ を示している。つぎに(4.1)式より求められた 0.05 σ_θ ごとの密度面毎の流向差の変化率を, 流向変化が大きい密度帯で平均し, 密度帯の上層と下層の密度差を掛け, 流向差(radian)を求めた。

南側の海域は, 25.0 σ_θ 面と鉛直積算力学高度の循環軸の間の海域で, 顕著に流向差が大きい。北側の海域でも南側の海域と同様に, 27.2 σ_θ 面と鉛直積算力学的高度の循環軸の間の海域で時計回りの流向差が大きいところがみられる。しかし, 亜熱帯域の広い海域で, 流向差が大きいところが東西に筋状にみられる。これは, 深い密度面の流速が小さいことと, 東西流が南北に縞状に分布していること, 南北流が北向き成分の部分があることが要因である(図省略)。しかし, 北側の海域でも, 鉛直積算力学的高度の循環軸と深い密度面の循環軸の間の海域は, 全体的に時計回りのスパイラルがみられる。この結果から, β スパイラルが循環軸の南北シフトに大きく影響を及ぼしていることがわかる。

§4.3 循環軸と渦位保存性の関係

この節では、 β スパイラルの要因である渦位保存について議論するため、浅い密度面の循環軸と鉛直積分力学的高度の循環軸の間の海域で生じている流向スパイラルと、CMW との関係調べる。

まず、渦位の保存性を調べるために、循環軸の南北シフトが顕著な経度帯(170°W ~ 150°W)で東西平均し、南北の渦位の分布を調べた(図 4-5)。点線は、北太平洋全域で等密度面平均した $\partial\sigma_\theta/\partial z$ から $f\rho^{-1}$ を掛けたものであり、 f でのみ変化する、つまり緯度によってのみ変化する渦位(以後、背景の渦位と呼ぶ)を示している。図 4-5 のような横軸を緯度、縦軸を渦位にとった図において、この渦位の傾きは、 β となる。渦位の南北分布は、浅い密度面(25.0 ~ 25.8 σ_θ)では、10°N で背景の渦位よりも高く、極大となっており、15°N 付近より北側の亜熱帯循環系では、背景の渦位よりも低く、北に向かうにつれ渦位が小さくなる。これは、亜熱帯循環系の 2 つの渦位の起源域によるものであり、10°N の熱帯域でみられるエクマン湧昇による高渦位水と亜熱帯域の北側のアウトクロップ域でみられる低渦位水によって生じる(Talley 1988)。26.0 ~ 26.4 σ_θ では、20 ~ 40°N で南北に渦位が一様なところがみられる。このうち 26.0 ~ 26.2 σ_θ のより低い渦位を持つ水は CMW である。26.8 σ_θ ~ では、東西平均した渦位が背景の渦位に沿うように分布し、上層での大気の影響が小さい密度面であることがわかる。

次に、南北渦位勾配の大きさの分布から渦位保存性と循環軸の関係を調べた(図4-6)。渦位(図 4-6 中、色付きの等値線)には、25.8 ~ 26.2 σ_θ に CMW に相当する低渦位水が、26.2 ~ 26.8 σ_θ に、比較的高渦位な水がみられる。この低渦位水と比較的高渦位な水は、南北渦位勾配の大きさ(図 4-6 中の影)でみると、ともに小さい値を示しており、南北一様に分布してい

ることがわかる。また，南北一様な低渦位水の上層で，循環軸が南へとシフトしていることがわかった(図 4-6 中，四角印，丸印，十印)。

スベルドラップの渦度方程式から，理論的にスパイラルの要因について考察した。簡単な多層モデル(図 4-7)を考え，Pedlosky(1998)にならって，下記の関係式を導出する。最も深い層からある層まで積算したスベルドラップの式は，以下のように表せる。

$$w_n(z_n) = \frac{\beta}{f} \sum_{i=n}^N v_i h_i \quad (4.2)$$

v_n は， n 層内の南北流， h_n は， n 層の層厚， $w_n(z_n)$ は， n 層の上部(z_n)の密度面自体の鉛直流である。ここで，ある層の上部と下部の密度面を横切るような流れがなく，流れが定常的であると仮定すると，以下の式が成り立つ。

$$w_n(z_n) = \mathbf{u}_n \cdot \nabla z_n, w_n(z_{n+1}) = \mathbf{u}_n \cdot \nabla z_{n+1} \quad (4.3)$$

静水圧の式と地衡流の関係から，以下のような式が得られる。

$$\frac{\gamma_{n-1}}{f} \nabla z_n = \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_{n-1} - \mathbf{u}_n) \quad (4.4)$$

γ_{n-1} は，有効重力加速度($=\Delta\rho g/\rho_0$)を示している。(4.3)式と，(4.4)式を用いることで以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} w_n(z_n) &= \mathbf{u}_n \cdot \nabla z_n \\ &= -\frac{f}{\gamma_{n-1}} \mathbf{u}_n \cdot [\mathbf{k} \times (\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_{n-1})] \\ &= -\frac{f}{\gamma_{n-1}} \mathbf{k} \cdot [\mathbf{u}_n \times \mathbf{u}_{n-1}] \end{aligned} \quad (4.5)$$

(4.5)式から，鉛直流が負の値ならば，流速ベクトルは， n 層から $n-1$ 層の間で，時計回りで回転しなければならない。(4.5)式は，温度風の関係のみを用いて，密度面の上下層のシアーによって密度面の傾斜が表現されることを示している。そして(4.5)式を，(4.2)式に代入すると

$$\frac{\beta \gamma_{n-1}}{f^2} \sum_{i=n}^N v_i h_i = \mathbf{k} \cdot [\mathbf{u}_n \times \mathbf{u}_{n-1}] \quad (4.6)$$

が得られる。(4.6)式は、 n 層下の全ての層の全南北輸送量 $v_i h_i$ が負の値ならば、 n 層から $n-1$ 層までの流速ベクトルは、時計回りに回転しなければならないことを示している。(4.6)式の右辺は、基本的にスパイラルの方向を決めている。

そこで、図 4-8 に循環軸の南北シフトが大きい領域(図 4-2 中、緑(黄色)の範囲)の南北輸送量($v_i h_i$)、南北流(v_i)、層厚(h_i)、(4.6)式の右辺($\mathbf{k} \cdot [\mathbf{u}_n \times \mathbf{u}_{n-1}]$)の鉛直プロファイル調べた。(4.6)式の右辺の鉛直プロファイル(図 4-8 a,b)は、鉛直積分力学的高度の循環軸の南側と北側の海域ともに、 $25.0 \sim 25.6\sigma_\theta$ で大きな値を示しているが、南側の海域の方がより大きな値がみられ、標準偏差が小さいことから、流向スパイラルがこの密度帯で大きいことがわかる。これは、流向の鉛直分布の結果(図 4-3)とも整合する。南北輸送量(図 4-8 c,d)は、下層からの積算で考えなければならないので、 $26.0\sigma_\theta$ 付近に極小をとる分布は、下層から積算したならば、(4.6)式の右辺(図 4-8 a,b)と定性的に整合することが考えられる。詳しくみると、鉛直積分力学的高度の循環軸の南側の海域では、 $25.4 \sim 26.2\sigma_\theta$ の密度帯で南への輸送量が大きく、北側の海域では、 $25.6 \sim 26.2\sigma_\theta$ の密度帯で南への輸送量が大きい。しかし、北側の海域では、 $25.9\sigma_\theta$ で極小値をとり、鋭いピークであるが、南側の海域では、緩やかなピークとなっている。これにより、下層から積算した場合、 $25.6\sigma_\theta$ より上層で南側の海域の方が、より流向差が大きいことが考えられ、(4.6)式の右辺(図 4-8 a)とも定性的に整合する。

南北輸送量に対して、層厚と南北流の寄与を調べた(図 4-8 e-f)。層厚(図 4-8 g,h)では、南側と北側の海域ともに、 $26.0\sigma_\theta$ で極大をとるが、北側の海域の方が層厚は大きい。南北流(図 4-8 e,f)では、極小をとる密度帯が異なる。南側の海域では $25.4\sigma_\theta$ に、北側の海域では $25.7\sigma_\theta$ に極小をとる。また南側の海域の方が流速自体は大きい。これらの結果から、南側の海域での南北輸送量の緩やかなピークは、厚い CMW の南向き輸送が要因であると考えられる。

第 5 章 循環系の時間変動

第 5 章では、第 3 章、第 4 章で使用した加速度ポテンシャルや力学的高度、鉛直力学的高度と渦位の時間変動について述べる。前章では、北太平洋中央部での循環系の鉛直構造について調べており、本章でも同様に、北太平洋中央部に着目し、各年各月の変数を $180^{\circ} \sim 150^{\circ}\text{W}$ で東西平均した。その後、年々～数十年変動に注目するため、13 ヶ月移動平均を掛けた値を用いて、時間変動を調べた。

図 5-1 に鉛直積算力学的高度の時間変動を示す。鉛直積算力学的高度の南北に最大となる場所は、約 $25 \sim 35^{\circ}\text{N}$ にみられる。また、その位置は、約 5~10 年周期で、北から南へ移動しているように見える。それ以外にも、1980 年代以降、極大値の大きさが大きくなっている傾向がある。これらの傾向は、力学的高度および加速度ポテンシャルの時間変動でもみられる(図 5-2, 図 5-3)。力学的高度の時間変動では、鉛直積算力学的高度の時間変動のような特徴がみられるが、それに加えて、各深度面では、長期平均場でみられた循環軸の位置(100m 深： 25°N ，500m 深： 30°N ，800m 深： 35°N)で、力学的高度が高くなる様子がみられる。また、1980 年代以前では、長期平均場同様の構造が明確にみられるが、1980 年代以降では、800m 深で、力学的高度の南北の最大値は 500m 深と似たような緯度帯にみられるときがある。このような特徴は、加速度ポテンシャルでもみられる。

図 5-4 に CMW の密度帯での渦位の時間変動を示す。CMW 上部(図 5-4 a-c)で、低渦位水がおよそ 2~5 年で北へ移動する様子がみられる。CMW 下部(図 5-4 d,e)では、1980 年以降でより低い渦位の水がみられる。これらのことから、数年スケールでの低渦位水のサブダクションは、力学的高度の数年周期の南北伝搬に影響し、1980 年代以降の

大規模な低渦位水のサブダクションが、深い(重い)深度面(密度面)の循環系の構造に影響を及ぼしていることが示唆される。

第6章 まとめ

本研究では、渦解像度海洋大循環モデル OFES を用いて、1950～2010 年の北太平洋亜熱帯循環系の循環軸の平均鉛直構造とモード水との関連、それらの時間変動を調べた。

スベルドラップ流線関数と鉛直積算力学的高度から求めた亜熱帯循環系の循環軸の分布は互いに良く一致し、約 $30 \sim 32^{\circ}\text{N}$ に位置する。しかし、循環軸の鉛直分布は、 180° を境に東西で大きく異なる。 180° より西側では、等深度または等密度面における循環軸の位置の変化はみられない。一方、 180° より東側では、海面から 200m ($\sim 25.3\sigma_{\theta}$) では 25°N に、 $200 \sim 600\text{m}$ ($25.3 \sim 26.8\sigma_{\theta}$) では $30 \sim 32^{\circ}\text{N}$ に、 $700\text{m} \sim (26.8\sigma_{\theta})$ では $37 \sim 38^{\circ}\text{N}$ に循環軸がみられ、深度(密度)が深く(重く)なるにつれ、循環軸の北へのシフトがみられた。この結果は、先行研究(Qu 2002)の結果や観測データの解析とも整合する。

循環軸の分布とモード水の関係では、STMW は、循環軸の南側に位置し、循環軸の南北シフトはみられなかった。一方、CMW は、CMW の上下層の密度面の循環軸に挟まれるように分布していることがわかった。渦位保存によって生じる β スパイラルと循環軸の関係では、鉛直積算力学的高度の循環軸と、軽い密度面および深い密度面の循環軸との間の海域に注目すると、鉛直積算力学高度と軽い密度面の循環軸に挟まれた領域では、CMW 上部で流向スパイラルが大きく、重い密度面の循環軸に挟まれた領域では、CMW よりも下層で流向スパイラルが大きいことがわかった。これらの流向スパイラルが大きい密度帯で、その密度帯の上下層の流向差を調べたところ、鉛直力学的高度と各密度面の循環軸で挟まれた領域でのみ流向差が大きく、 β スパイラルが循環軸の南北シフトに影響を及ぼしていることが示された。モード水の渦位保存性は、南北渦位勾配から、CMW の密度帯で南北一様であることがわかり、これによって浅い密度面の循環軸の南北シ

フトが引き起こされていることが示唆された。また、スベルドロップの渦度方程式から β スパイラルの要因について議論した。その結果、鉛直力学的高度の循環軸と浅い密度面の循環軸に挟まれた海域に関して、 β スパイラルが流向の鉛直分布の結果と一致し、南北輸送量の分布と定性的に整合した。また、CMW の層厚が厚いことと、CMW の上部で南向きの流れが強いことが要因であることが示唆された。

循環系の構造の時間変動は、鉛直積算力学的高度では、基本的に軸の位置が 30°N にみられるが、約 5 ~ 10 年周期で軸の位置がおおよそ 25°N ~ 35°N の範囲で北から南へと移動している傾向がみられた。この傾向は、等深度面および等密度面上の流線でもみられ、各深度(密度)面で、長期平均場でみられた循環軸の位置で値自身も高くなっていた。また、それ以外にも 1980 年代以降、循環軸の変動がより南北に変動していた。この数年スケールの変動については、CMW 上部の密度帯の低渦位の変動と関係し、1980 年以降の循環系の変動は、CMW 下部の密度帯の低渦位のサブダクションと関係ある可能性が示唆された。

謝辞

本論文は、村山利幸教授、岩坂直人教授、小橋史明准教授のご指導ご協力のもと作成されました。

村山利幸教授には、大学院生活において、私のわがままを快く引き受けてくださりました。岩坂直人教授には、ご多忙な中、初歩的な問題も、懇切丁寧にご指導して下さり、さまざまな視点から物事を丁寧にとらえることの重要性を教えていただきました。小橋史明准教授には、研究のテーマから、論文の読み方、論文の書き方等の基本的な研究の進め方をご指導いただき、研究における考え方を教えていただきました。心より感謝申し上げます。

共に研究に励んできた鈴木啓太氏、志村曜輔氏には、様々なご意見をいただき、研究のみならず、大学院生活を過ごすうえで私の心の支えとなりました。厚く感謝申し上げます。

佐々木英治博士には、本研究で用いた OFES のデータを提供していただきました。MOAA-GPV のデータは、JAMSTEC アルゴグループによる品質管理されているものを入手しました。データの提供に感謝いたします。

ほかにも、大学院の授業でご教授していただいた先生方や、ともに授業に励んだ大学院生の皆さま、研究集会や学会等でご助言をいただいた方々、研究室の後輩に感謝申し上げます。そして、私を支えてくれた家族に感謝します。

参考文献

- Aoki K, Kutsuwada K (2008): Verification of the Wind-Driven Transport in the North Pacific Subtropical Gyre Using Gridded Wind-Stress Products. *J Oceanogr* 64:49–60
- Boyer TP, Levitus S, Antonov JI, Conkright ME, O'Brien T, Stephens C (1998a): World ocean atlas 1998, vol 4: salinity of the Atlantic Ocean, NOAA atlas NESDIS 30. US Government Printing Office, Washington, DC
- Boyer TP, Levitus S, Antonov JI, Conkright ME, O'Brien T, Stephens C (1998b): World ocean atlas 1998, vol 5: salinity of the Pacific Ocean, NOAA atlas NESDIS 31. US Government Printing Office, Washington, DC
- Boyer TP, Levitus S, Antonov JI, Conkright ME, O'Brien T, Stephens C, Trotsenko B (1998c): World ocean atlas 1998, vol 6: salinity of the Indian Ocean, NOAA atlas NESDIS 32. US Government Printing Office, Washington, DC
- Carton J A, S A Grodsky, H Liu (2008): Variability of the oceanic mixed layer, 1960–2004. *J Clim* 21: 1029–1047
- Dawe J T, L Thompson (2007): PDO related heat and temperature budget changes in a model of the North Pacific. *J Clim* 20: 2092–2108
- de Boyer Montégut C, G Madec, A S Fischer, A Lazar, D Iudicone (2004): Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology. *J Geophys Res* 109: C12003, doi:10.1029/2004JC002378
- Deser C, M A Alexander, M S Timlin (1996): Upper ocean thermal variations in the North Pacific during 1970–1991. *J Clim* 9: 1840–1855

- Hanawa K, Talley LD (2001): Mode waters. In: Siedler G, Church J (eds) Ocean circulation and climate. International geophysics series. Academic, San Diego, pp 373–386
- Hautala, S. L, D. H. Roemmich (1998): Subtropical mode water in the northeast Pacific basin. *J Geophys Res* 103: 13055–13066
- Hellerman, S, M Rosenstein (1983): Normal monthly wind stress over the World Ocean with error estimates. *J Phys Oceanogr* 13: 1093–1104
- Hosoda S, Ohira T, Nakamura T (2008): A monthly mean dataset of global oceanic temperature and salinity derived from Argo float observations. *JAMSTEC Rep Res Dev* 8:47–59
- Huang RX, Qiu B (1994): Three-dimensional structure of the wind driven circulation in the subtropical North Pacific. *J Phys Oceanogr* 24:1608–1622
- Huang RX, Russell S (1994): Ventilation of the subtropical North Pacific. *J Phys Oceanogr* 24: 2589–2605
- Itoh S, Y Shimizu, S Ito, I Yasuda (2011): Evolution and decay of a warm-core ring within the western subarctic gyre of the North Pacific, as observed by profiling floats. *J Oceanogr* 67: 281-293
- Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, Collins W, Deaven D, Gandin L, Iredell M, Saha S, White G, Woollen J, Zhu Y, Chelliah M, Ebisuzaki W, Higgins W, Janowiak J, Mo KC, Ropelewski C, Leetmaa A, Reynolds R, Jenne R (1996): The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull Amer Meteor Soc* 77:437–471
- Kara A B, P A Rochford, H E Hurlburt (2003a): Mixed layer depth variability over the

- global ocean. *J Geophys Res* 108(C3): 3079, doi:10.1029/2000JC000736
- 君塚 政文, 小橋 史明, 岩坂 直人 (2011): アルゴフロートで観測された三陸沖暖水渦の海水特性と時間変化. *海の研究* 20: 149-165
- Kobashi F, Kubokawa A (2012): Review on North Pacific Subtropical Countercurrents and Subtropical Fronts: role of mode waters in ocean circulation and climate. *J Oceanogr* 68: doi:10.1007/s10872-011-0083-7
- Kobashi F, Mitsudera H, Xie S-P (2006): Three subtropical fronts in the North Pacific: observational evidence for mode water-induced subsurface frontogenesis. *J Geophys Res* 111:C09033. doi:10.1029/2006JC003479
- Kouketsu S, H Tomita, E Oka, S Hosoda, T Kobayashi, Sato K (2012): The role of meso-scale eddies in mixed layer deepening and mode water formation in the western North Pacific. *J Oceanogr* 68: doi: 10.1007/s10872-011-0049-9
- Kubokawa A (1999): Ventilated thermocline strongly affected by a deep mixed layer: a theory for subtropical countercurrent. *J Phys Oceanogr* 29: 1314–1333
- Kubokawa A, Inui T (1999): Subtropical countercurrent in an idealized ocean GCM. *J Phys Oceanogr* 29: 1303–1313
- Large WG, McWilliams JC, Doney SC (1994): Oceanic vertical mixing—a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev Geophys* 32:363–403
- Levitus S (1982): Climatological Atlas of the World Ocean. NOAA Prof. Paper No. 13: U.S. Govt. Printing Office, 173 pp
- Lorbacher, K, D Dommenget, P P Niiler, A Köhl (2006): Ocean mixed layer depth: A subsurface proxy of ocean-atmosphere variability. *J Geophys Res* 111: C07010,

doi:10.1029/2003JC002157

Luyten JR, Pedlosky J, Stommel H (1983): The ventilated thermocline. *J Phys Oceanogr* 13: 292–309

Mantua NJ, Hare SR (2002): The Pacific decadal oscillation. *J Oceanogr* 58:35–44

Masumoto Y, Sasaki H, Kagimoto T, Komori N, Ishida A, Sasai Y, Miyama T, Motoi T, Mitsudera H, Takahashi K, Sakuma H, Yamagata T (2004): A fifty-year eddy-resolving simulation of the world ocean—preliminary outcomes of OFES (OGCM for the Earth Simulator). *J Earth Simulator* 1:31–52

Masuzawa J (1969): Subtropical mode water. *Deep Sea Res* 16:436–472

Munk WH (1950): On the wind-driven ocean circulation. *J. Meteor* 7:79-93

Nakamura H (1996): A pycnostad on the bottom of the ventilated portion in the central subtropical North Pacific: its distribution and formation. *J Oceanogr* 52:171–188

Nishikawa H, Yasuda I (2011): Long-term variability of winter mixed layer depth and temperature along the Kuroshio jet in a high-resolution ocean general circulation model. *J Oceanogr* 67: 503-518

Nishikawa S, Tsujino H, Sakamoto K, Nakano H (2010): Effects of mesoscale eddies on subduction and distribution of Subtropical Mode Water in an eddy-resolving OGCM of the western North Pacific. *J Phys Oceanogr* 40: 1748–1765. doi: 10.1175/2010JPO4261.1

Nonaka M, Xie SP, Sasaki H (2012): Interannual variations in low potential vorticity water and the subtropical countercurrent in an eddy-resolving OGCM. *J Oceanogr* 68: doi:10.1007/s10872-011-0042-3

- Ohno Y, N Iwasaka, F Kobashi, Y Sato (2009): Mixed layer depth climatology of the North Pacific based on Argo observations. *J Oceanogr* 65: 1–16
- Oka E, Qiu B (2012): Progress of North Pacific mode water research in the past decade. *J Oceanogr*: doi:10.1007/s10872-011-0032-5
- Oka E, Suga T (2005): Differential formation and circulation of North Pacific central mode water. *J Phys Oceanogr* 35: 1997–2011
- Oka E, L D Talley, T Suga (2007): Temporal variability of winter mixed layer in the mid-to high-latitude North Pacific. *J Oceanogr* 63: 293–307
- Pacanowski RC, Griffies SM (2000): MOM 3.0 manual. Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/National Oceanic and Atmospheric Administration, 680 pp
- Pedlosky J (1998): *Ocean Circulation Theory*. Springer-Verlag. 453 pp
- Qiu B, S Chen (2006): Decadal variability in the formation of the North Pacific subtropical mode water: Oceanic versus atmospheric control. *J Phys Oceanogr* 36: 1365–1380
- Qiu B, P Hacker, S Chen, K A Donohue, D R Watts, H Mitsudera, N G. Hogg, S R Jayne (2006): Observations of the Subtropical Mode Water evolution from the Kuroshio Extension System Study. *J Phys Oceanogr* 36: 457–473
- Qu T (2002): Depth distribution of the subtropical gyre in the North Pacific, *J. Oceanogr* 58: 525–529
- Rhines PB, Young WR (1982): A theory of the wind-driven circulation. Part I: mid-ocean gyres. *J Mar Res* 40(Suppl): 559–596
- Sasaki H, Xie SP, Taguchi B, Nonaka M, Hosoda S, Masumoto Y (2012): Interannual

- variations of the Hawaiian Lee Countercurrent induced by potential vorticity variability in the subsurface. *J Oceanogr* 68: doi:10.1007/s10872-011-0074-8
- Smith RD, Maltrud ME, Bryan FO, Hecht MW (2000): Numerical simulation of the North Atlantic Ocean at 1/10. *J Phys Oceanogr* 30:1532–1561
- Stommel H (1984): The delicate interplay between wind-stress and buoyancy input in ocean circulation: the Goldsbrough variations. *Tellus* 36A: 111-119
- Stommel H, F Schott (1977): The beta spiral and the determination of the absolute velocity field from hydrographic station data. *Deep Sea Res* 24: 325–329
- Suga T, Takei Y, Hanawa K (1997): Thermostad distribution in the North Pacific subtropical gyre: the central mode water and the subtropical mode water. *J Phys Oceanogr* 27:140–152
- Suga, T, Motoki K, Aoki Y, A M Macdonald (2004): The North Pacific climatology of winter mixed layer and mode waters. *J Phys Oceanogr* 34: 3–22
- Sverdrup HU (1947): Wind-driven currents of baroclinic ocean with application to the equatorial currents of the eastern Pacific. *Proc Natl Acad Sci USA*, 33:318–326
- Takeuchi K (1984): Numerical study of the subtropical front and the subtropical countercurrent. *J Oceanogr Soc Jpn* 40:371–381
- Talley LD (1985): Ventilation of the subtropical North Pacific: The shallow salinity minimum. *J Phys Oceanogr* 15: 633–649
- Talley LD (1988): Potential vorticity distribution in the North Pacific. *J Phys Oceanogr* 18: 89–106
- Tsujino H, Yasuda T (2004): Formation and circulation of mode waters of the North

- Pacific in a high-resolution GCM. *J Phys Oceanogr* 34:399–415
- Uda M, Hasunuma K (1969): The eastward subtropical countercurrent in the western North Pacific Ocean. *J Oceanogr Soc Jpn* 25: 201–210
- Uehara H, T Suga, K Hanawa, N Shikama (2003): A role of eddies in formation and transport of North Pacific Subtropical Mode Water. *Geophys Res Lett* 30: 1705, doi:10.1029/2003GL017542
- Yasuda I (2003): Hydrographic Structure and Variability in the Kuroshio-Oyashio Transition Area. *J Oceanogr* 59: 389–402
- Yoshida K, Kidokoro T (1967a): A subtropical countercurrent in the North Pacific—an eastward flow near the subtropical convergence. *J Oceanogr Soc Jpn* 23:88–91
- Yoshida K, Kidokoro T (1967b): A subtropical countercurrent (II)—a prediction of eastward flows at lower subtropical latitudes. *J Oceanogr Soc Jpn* 23:231–236
- Young RW, Rhines PB (1982): A theory of the wind-driven circulation II. Circulation models and western boundary layers. *J Mar Res* 40: 849–872

図，表

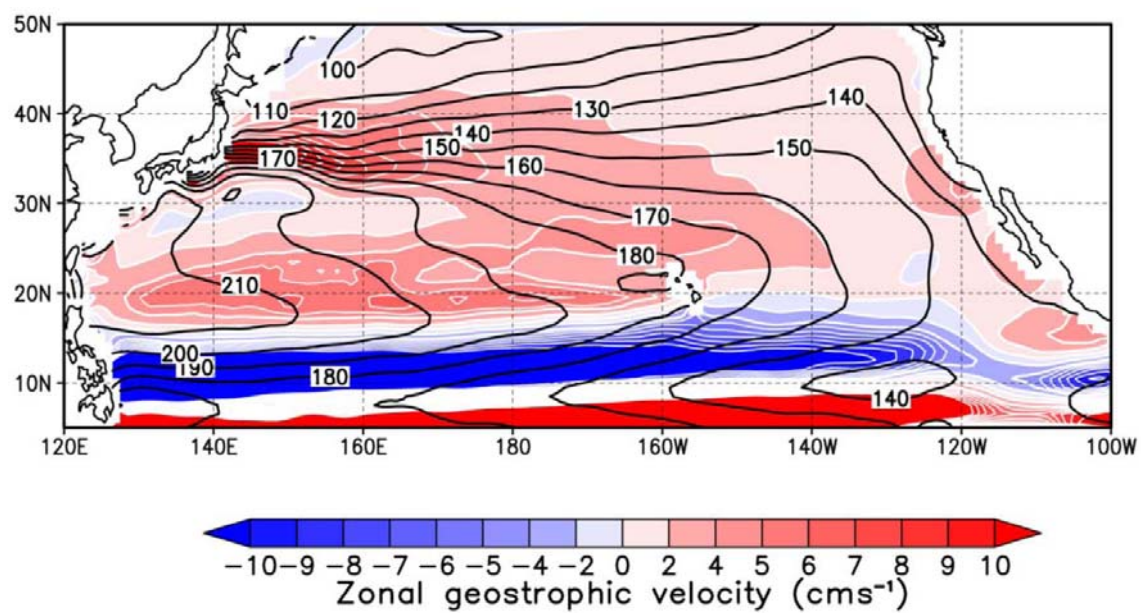


図 1-1 . 400dbar 基準の海面東西流速(カラー)と 1000dbar 基準の海面力学的高度の分布。

MOAA-GPV から 2001 ~ 2010 年のデータを平均している。

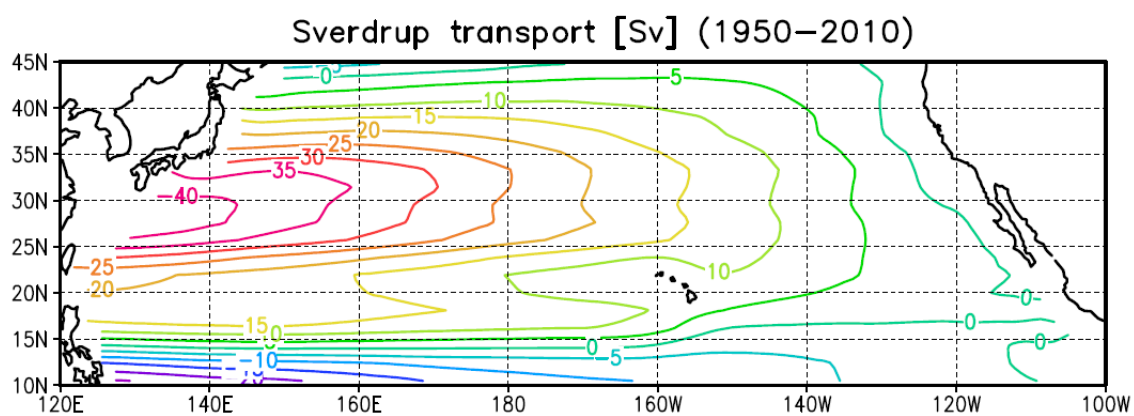


図 1-2 . Sverdrup 流線関数の分布。NCEP/NCAR 再解析データの気候値から求めた。

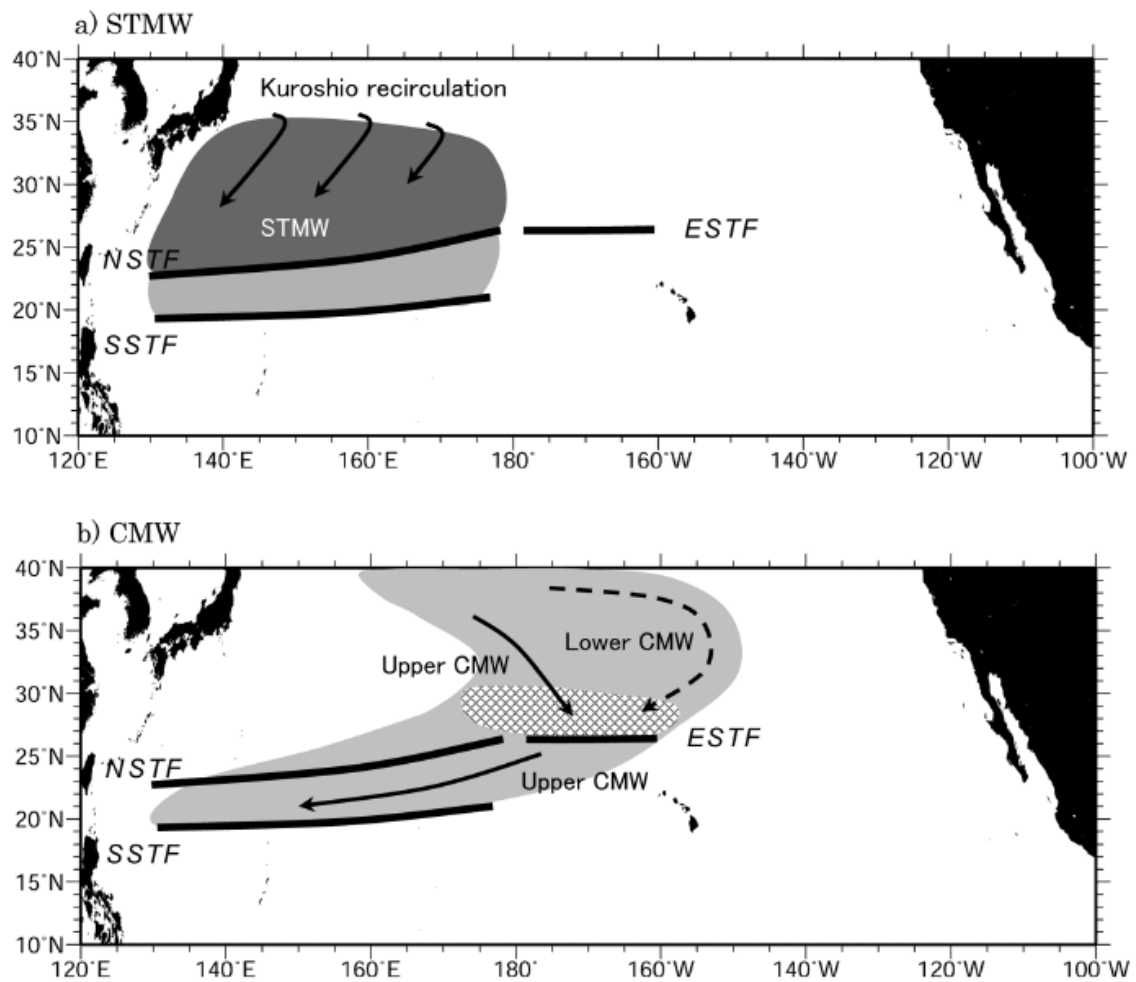


図 1-3 . Kobashi et al. (2006)による STMW および CMW と亜熱帯前線との関係を示した模式図。

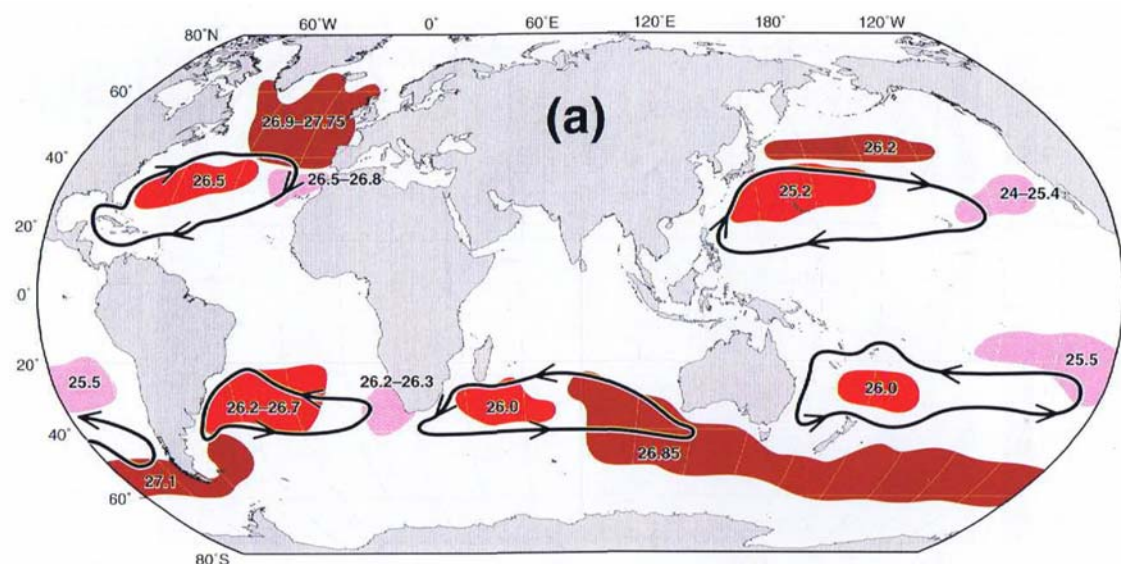


図 1-4 . 全球海洋のモード水の分布(Hanawa and Talley 2001) 。 赤色は海盆の西部にみられるモード水，桃色は海盆の東側にみられるモード水，茶色は，その他のモード水を示している。

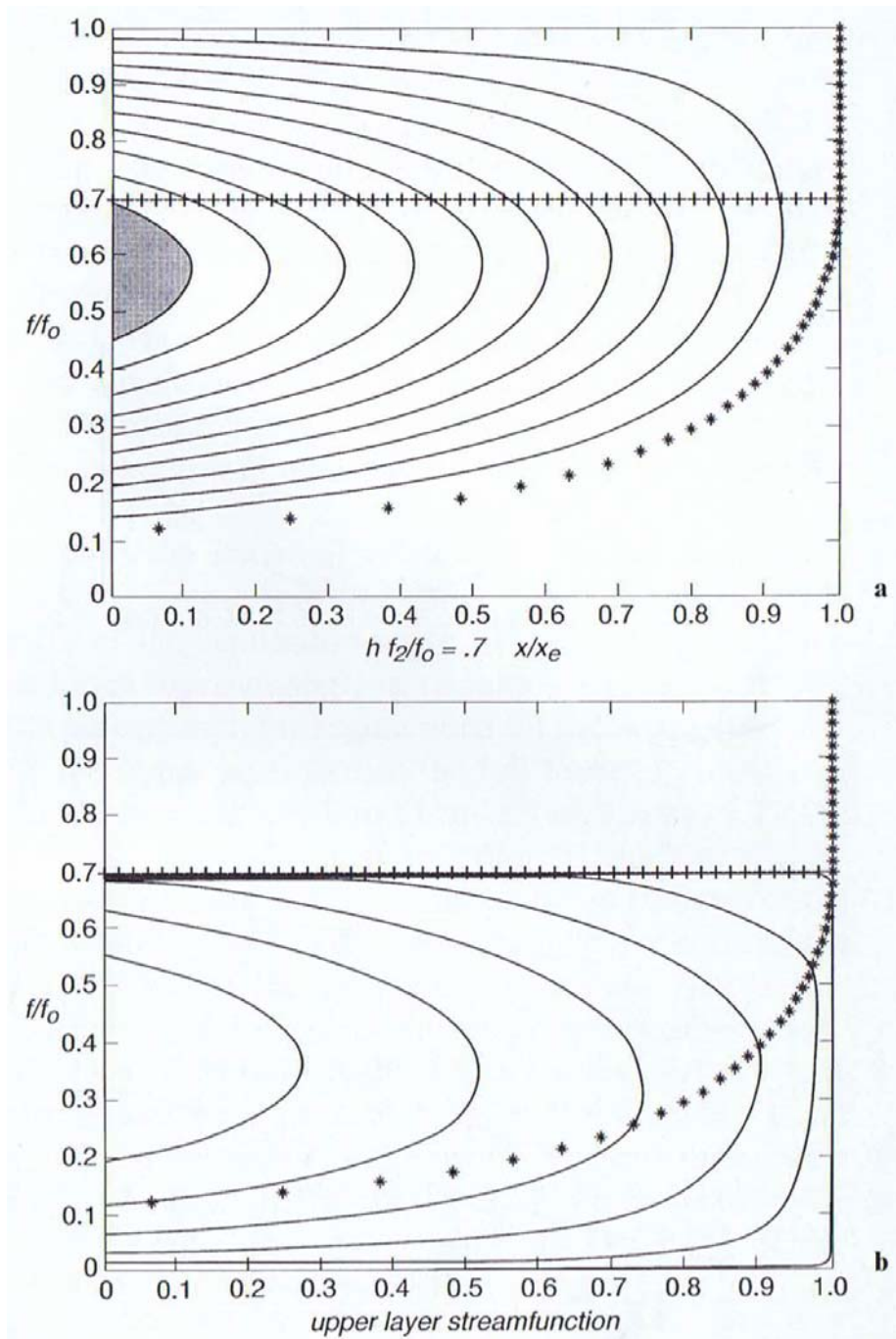


図 1-5 .Pedlosky (1998)による 2 層モデルでの Ventilated thermocline theory に基づいた下層(a)と上層(b)の流線関数(等値線)の分布。縦軸が緯度，横軸が経度を示している。

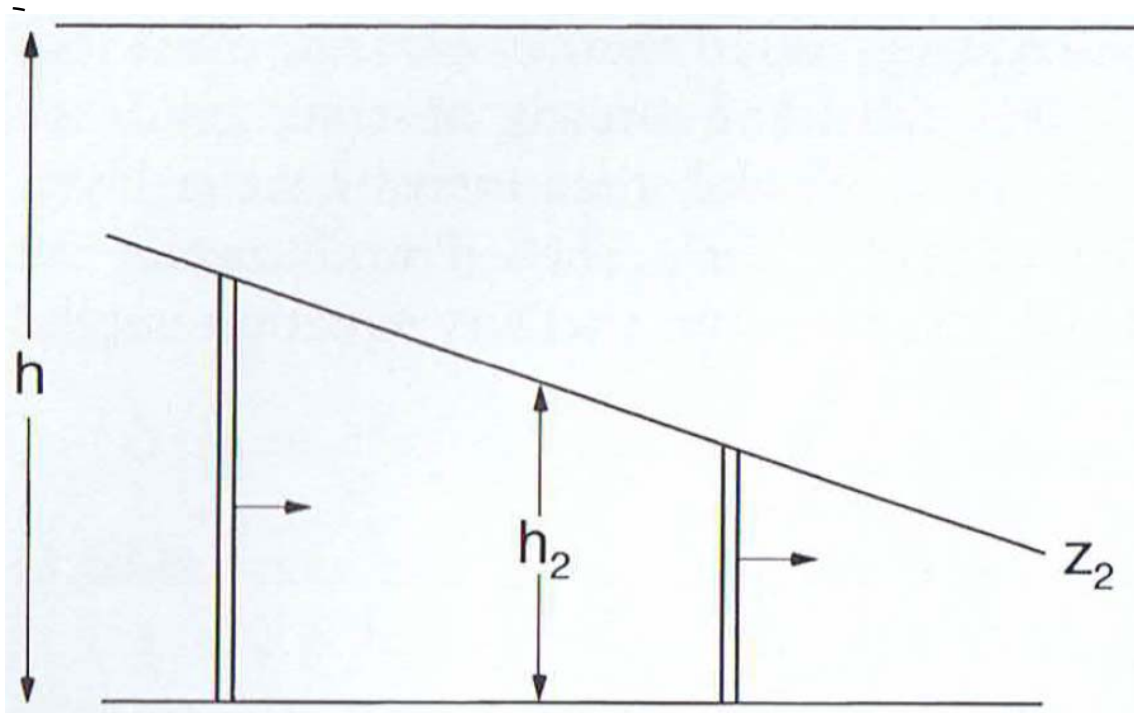


図 1-6 . 2 層モデルにおいて , 流線に沿って , 移動する 2 層目の水柱の厚さ h_2 と動き。図の右が南である。厚さ h が等しく , 海面および海底が平らであると仮定している (Pedlosky 1998)。

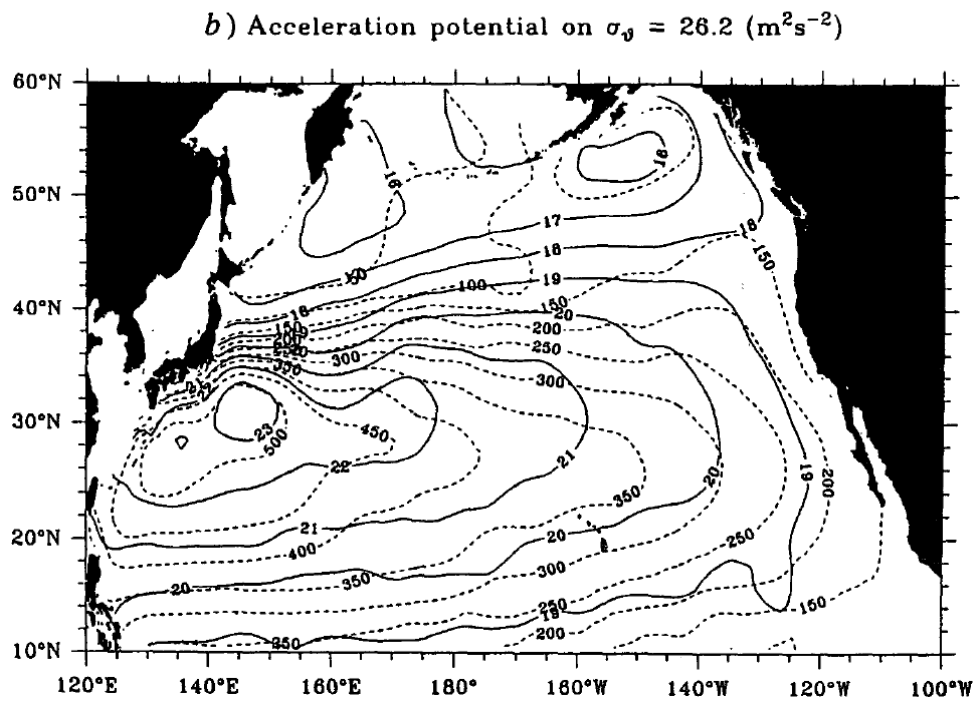
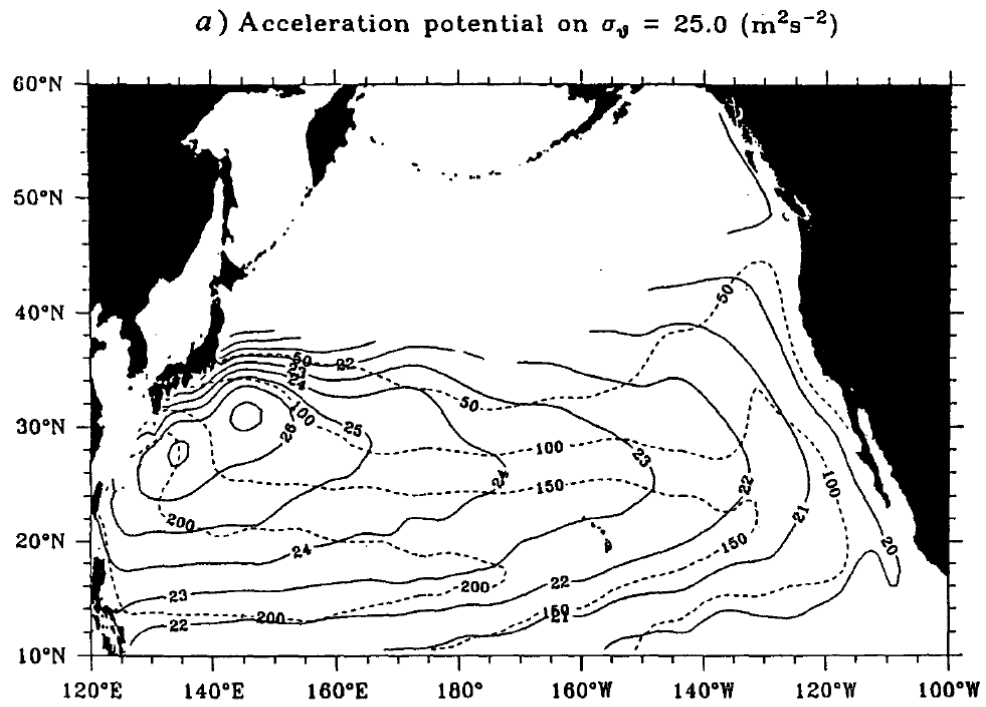


図 1-7 . Huang and Qiu (1994)による $25.0\sigma_\theta$ (a)と $26.2\sigma_\theta$ (b)の加速度ポテンシャルの分布。

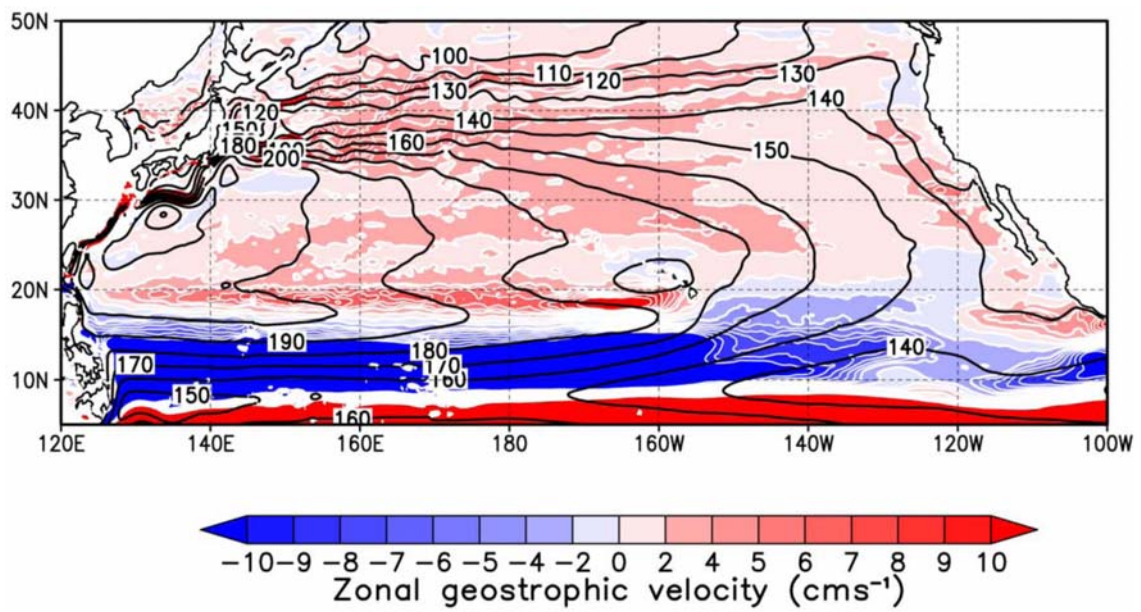


図 2-1 . 400dbar 基準の海面東西流速(カラー)と 1000dbar 基準の海面力学的高度の分布。

OFES から 1950 ~ 2010 年のデータを平均している。

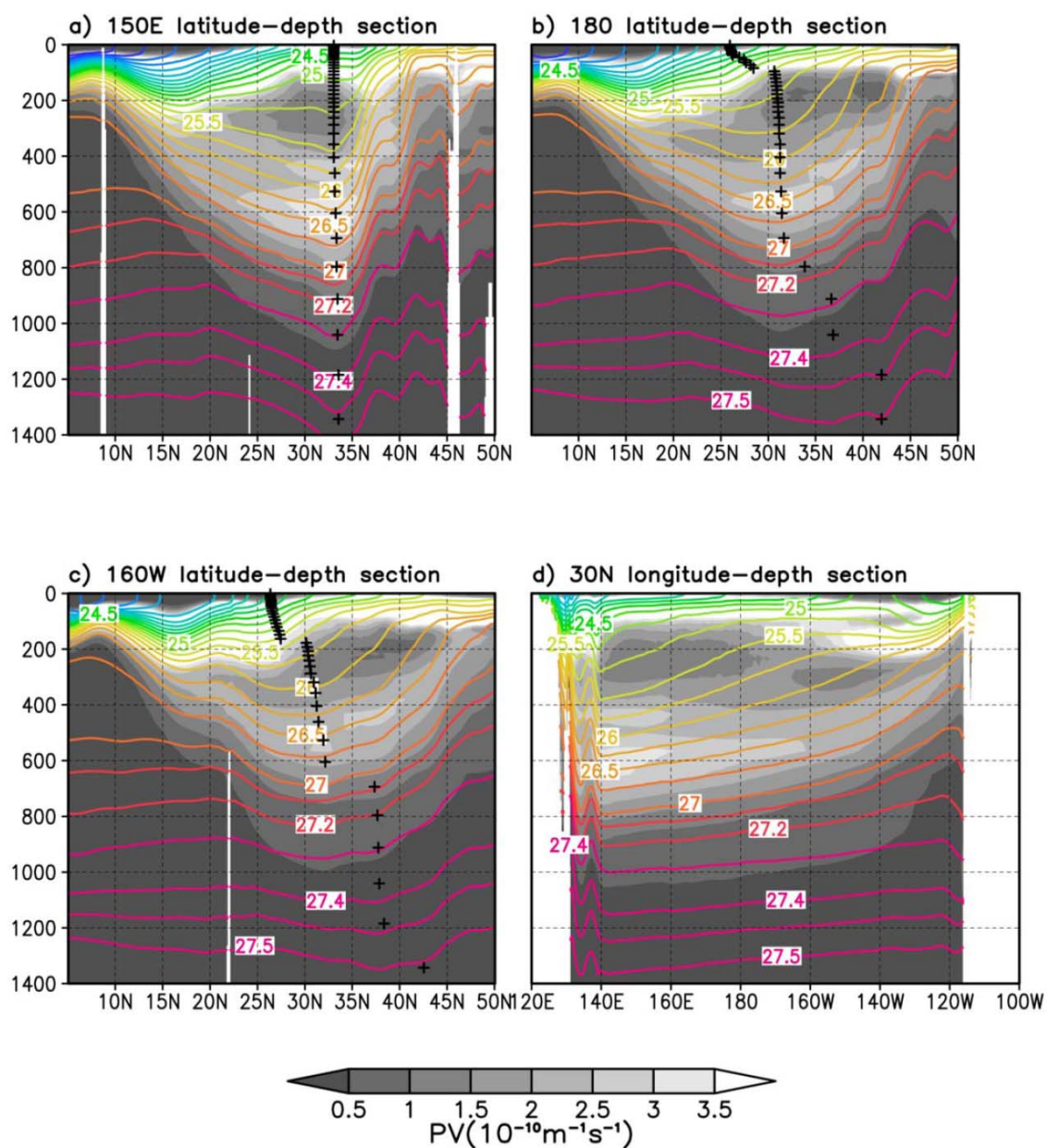


図 2-2 . OFES(a-d)と観測データ(e-h ; MOAA-GPV)の密度(等値線)と渦位(影)の長期平均分布。それぞれ 150°E(a,e) , 180°(b,f) , 160°W(c,g)の緯度-深度断面図と , 30°N(e,h)の経度-深度断面図を示している。緯度-深度断面図(a-c,e-g)には , 各深度面の 2000dbar 基準力学的高度から求められた循環軸の位置を示している(十字印)。

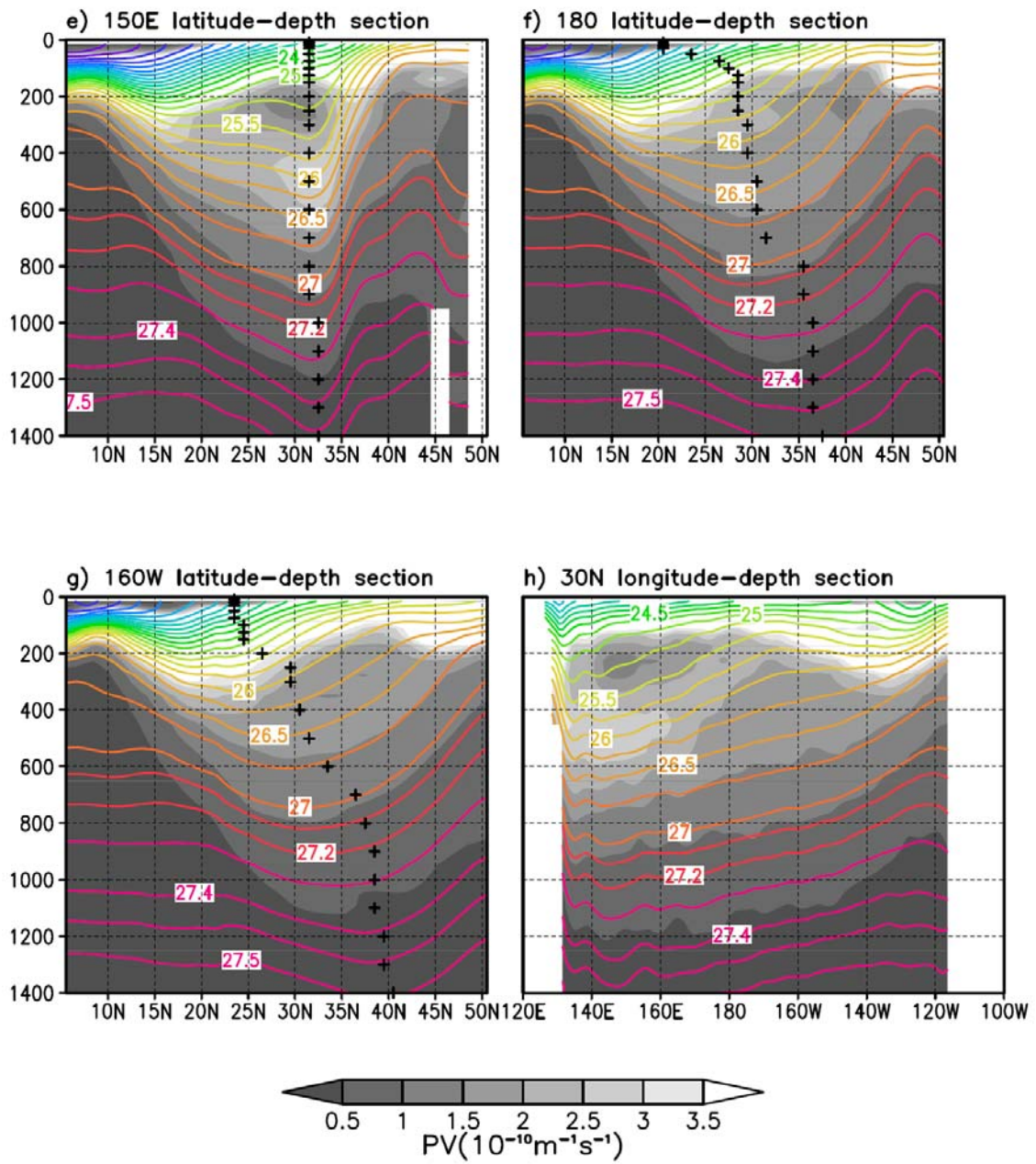


図 2-2 . の続き

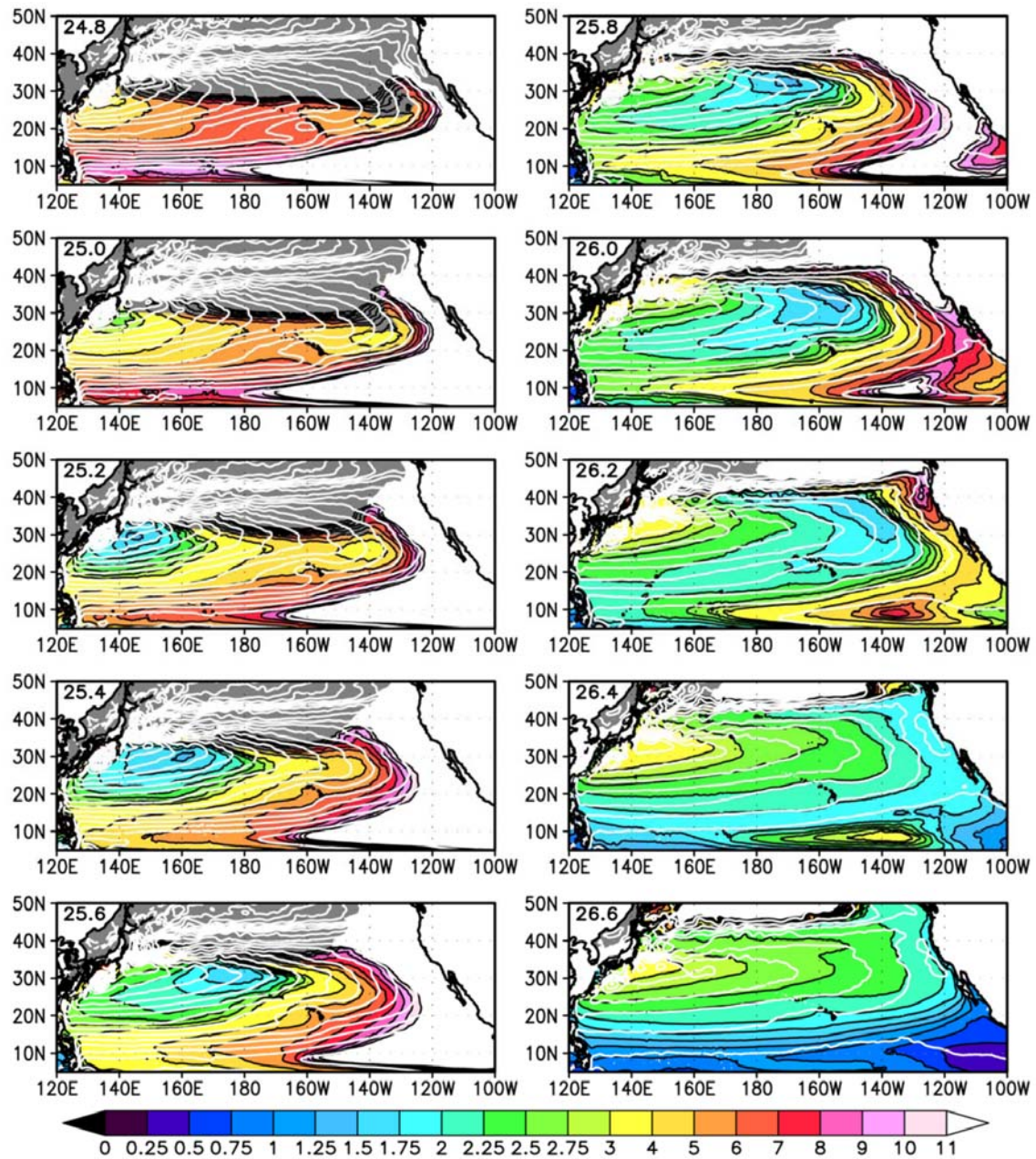


図 2-3 .OFES の等密度面上の渦位(カラー)の分布。各図の密度面は、図の左上に示している。

白い等値線は、2000dbar 基準の加速度ポテンシャル(等値線間隔は $0.5\text{m}^2\text{s}^{-2}$)であり、灰

色の部分は、冬季平均海面密度がそれぞれの密度面よりも重い海域を示している。

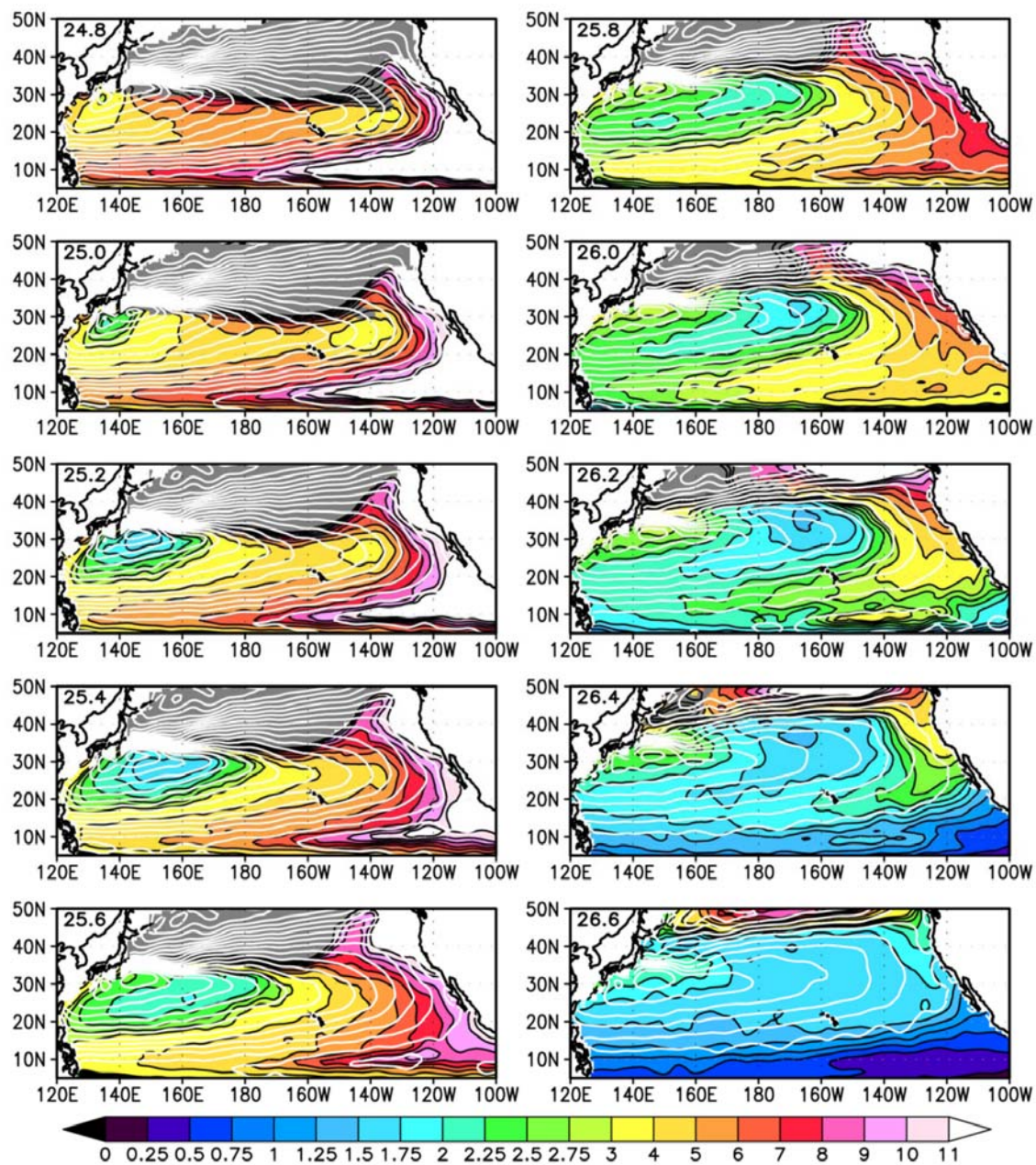


図 2-4 . MOAA-GPV の等密度面上の渦位(カラー)の分布。詳細は , 図 2-2 と同様。

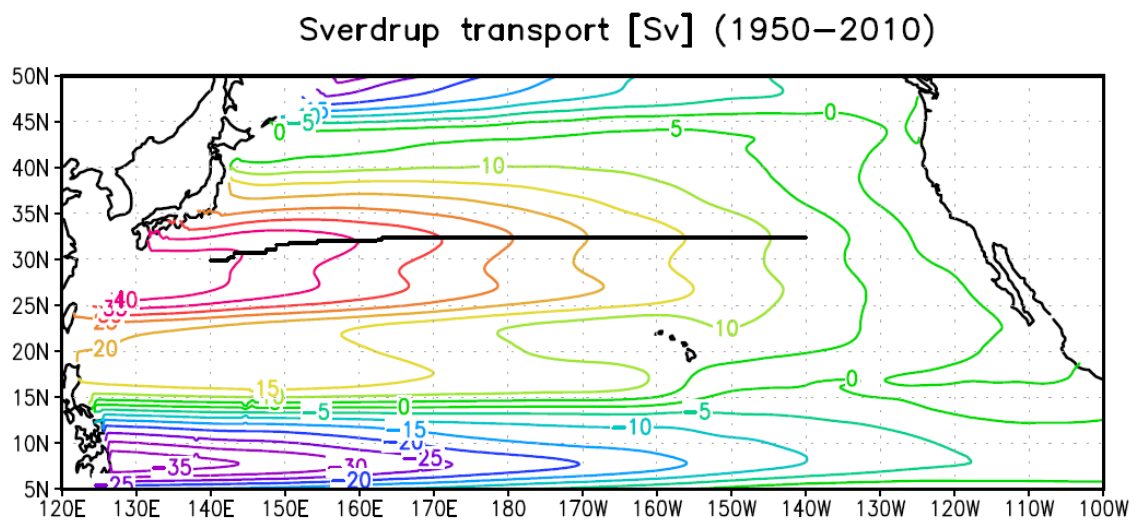


図 3-1 . OFES で使用されている風応力から求めたスベルドラップ流線関数の長期平均の分布(色付き等値線)と , その循環軸(太い黒線)。

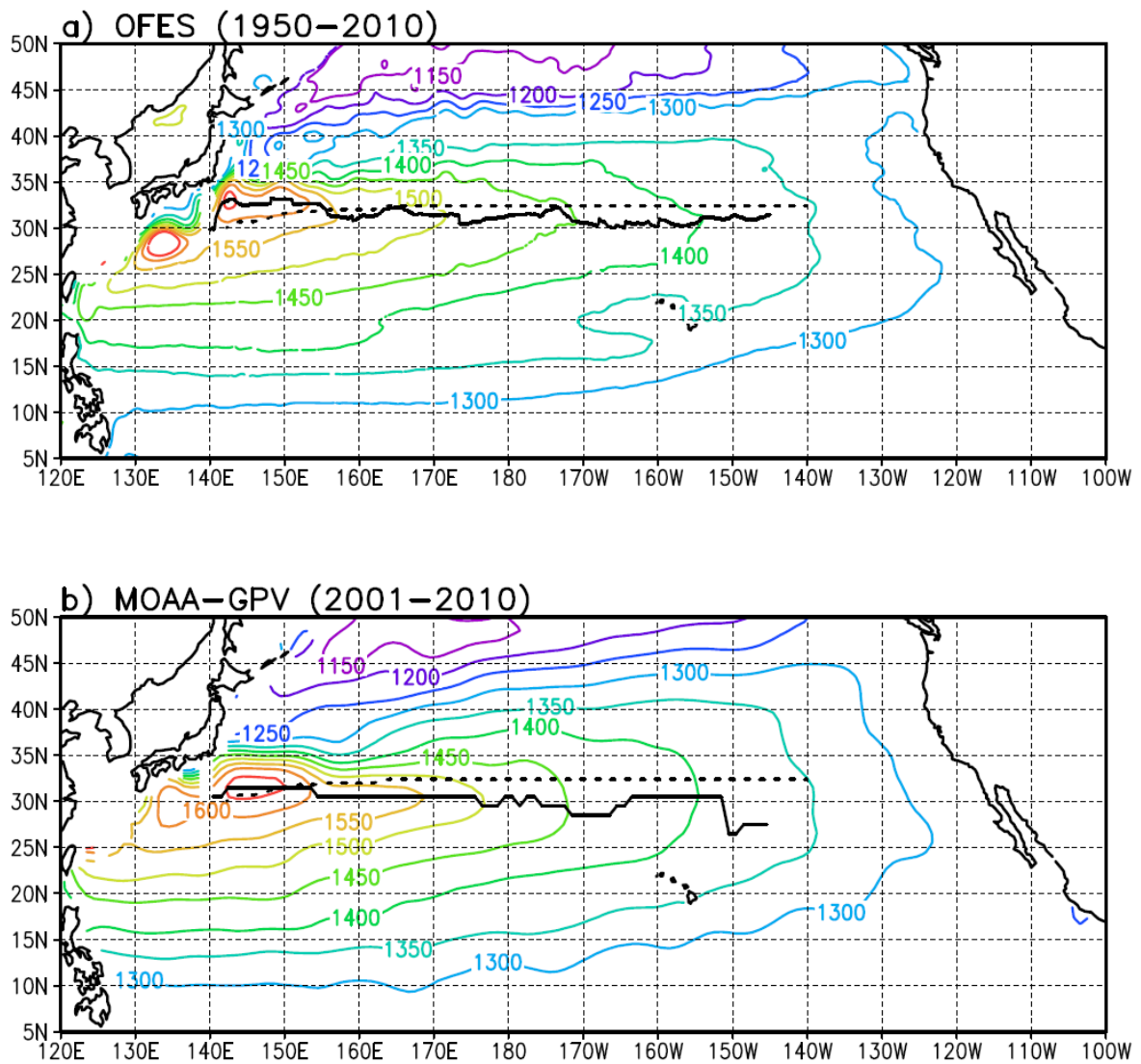


図 3-2 . OFES(a)と MOAA-GPV(b)の 2000dbar 基準力学的高度の鉛直積算値の分布。太い黒線と点線は、それぞれ鉛直積算した力学的海面高度の循環軸と、風成循環の循環軸を示している。

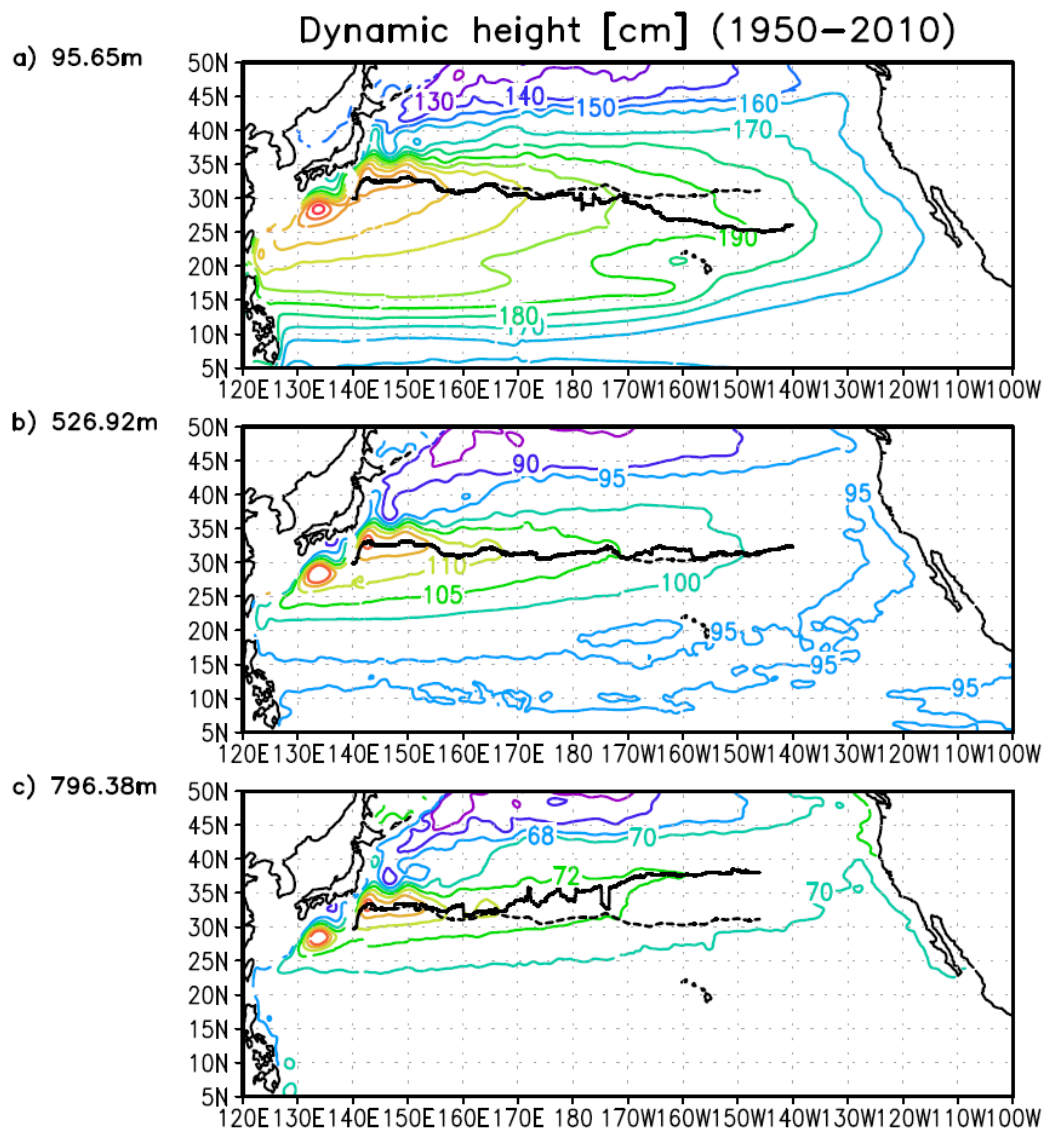


図 3-3 . OFES の無流面を 2000dbar と仮定した等深度面上の力学的高度の分布。95.65m 深 (a) , 526.92m 深(b) , 796.38m 深(c)の分布を示している。太い黒線と点線は , それぞれ各深度面上の循環軸と , 順圧性循環の循環軸(図 3-1a 中 , 太い黒線)を示している。

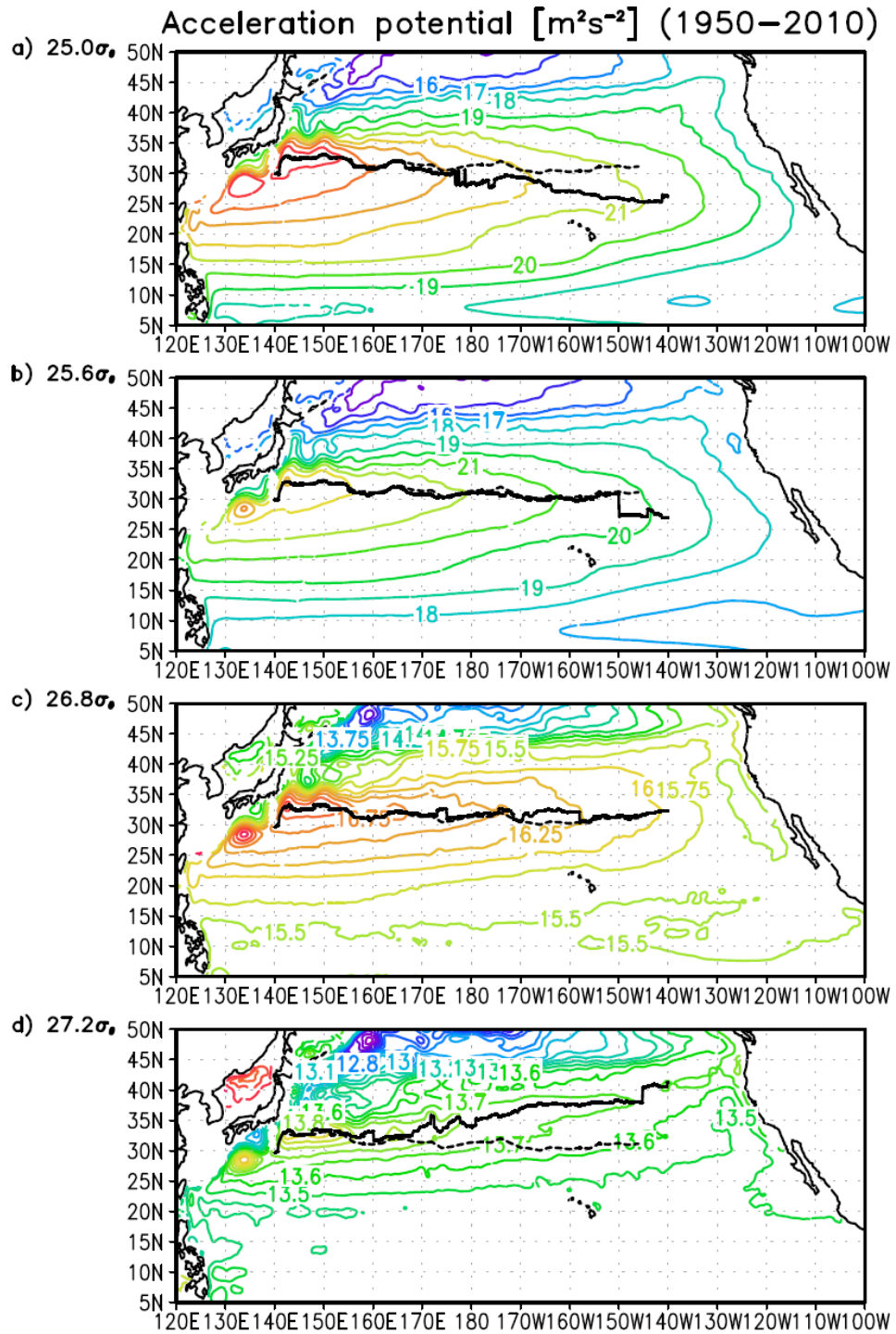


図 3-4 . OFES から求められた無流面を 2000dbar と仮定した等密度面上の加速度ポテンシャルの分布。25.0 σ_θ (a) , 25.6 σ_θ (b) , 26.8 σ_θ (c) , 27.2 σ_θ (d)の分布を示している。太い黒線と点線は、それぞれ各密度面上の循環軸と、順圧性循環の循環軸(図 3-1a , 太い黒線)を示している。

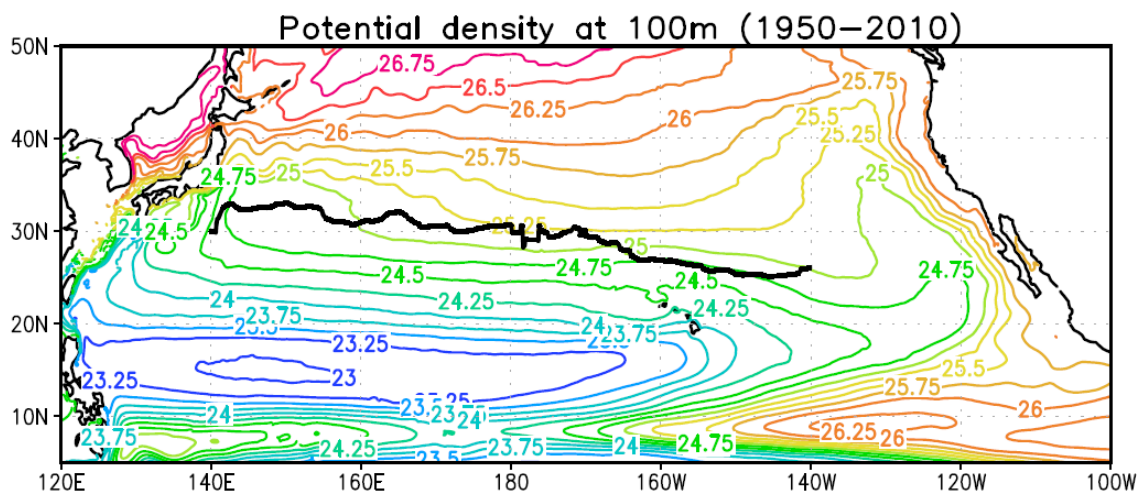


図 3-5 . OFES による 100m 深(95.56m 深)の密度分布(等値線)と循環軸(太い実線)。

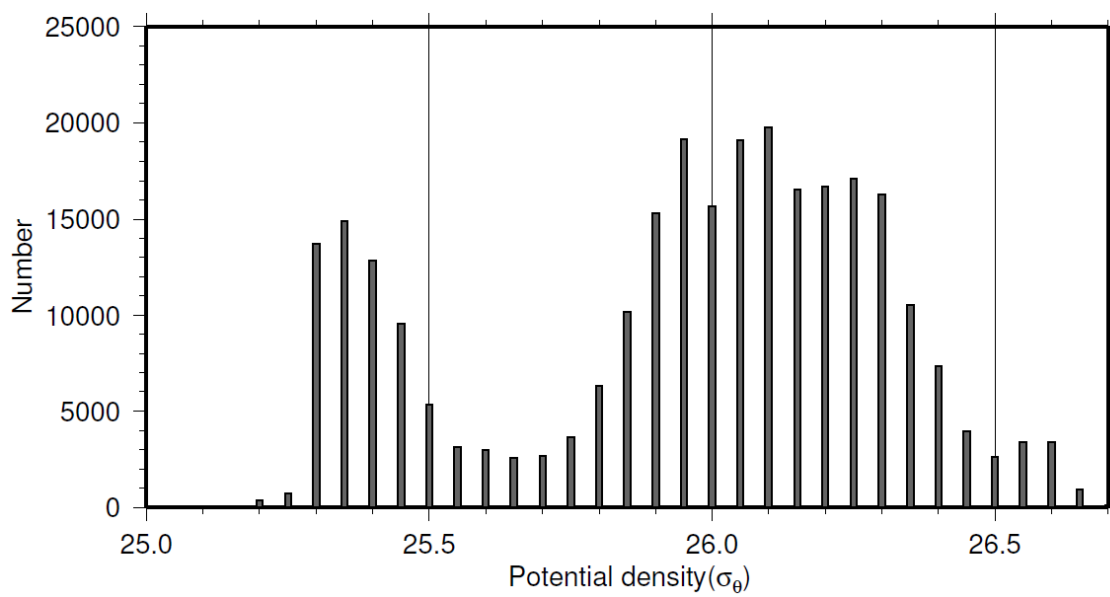


図 4-1 . ポテンシャル密度に対する鉛直渦位極小の格子点数の頻度図

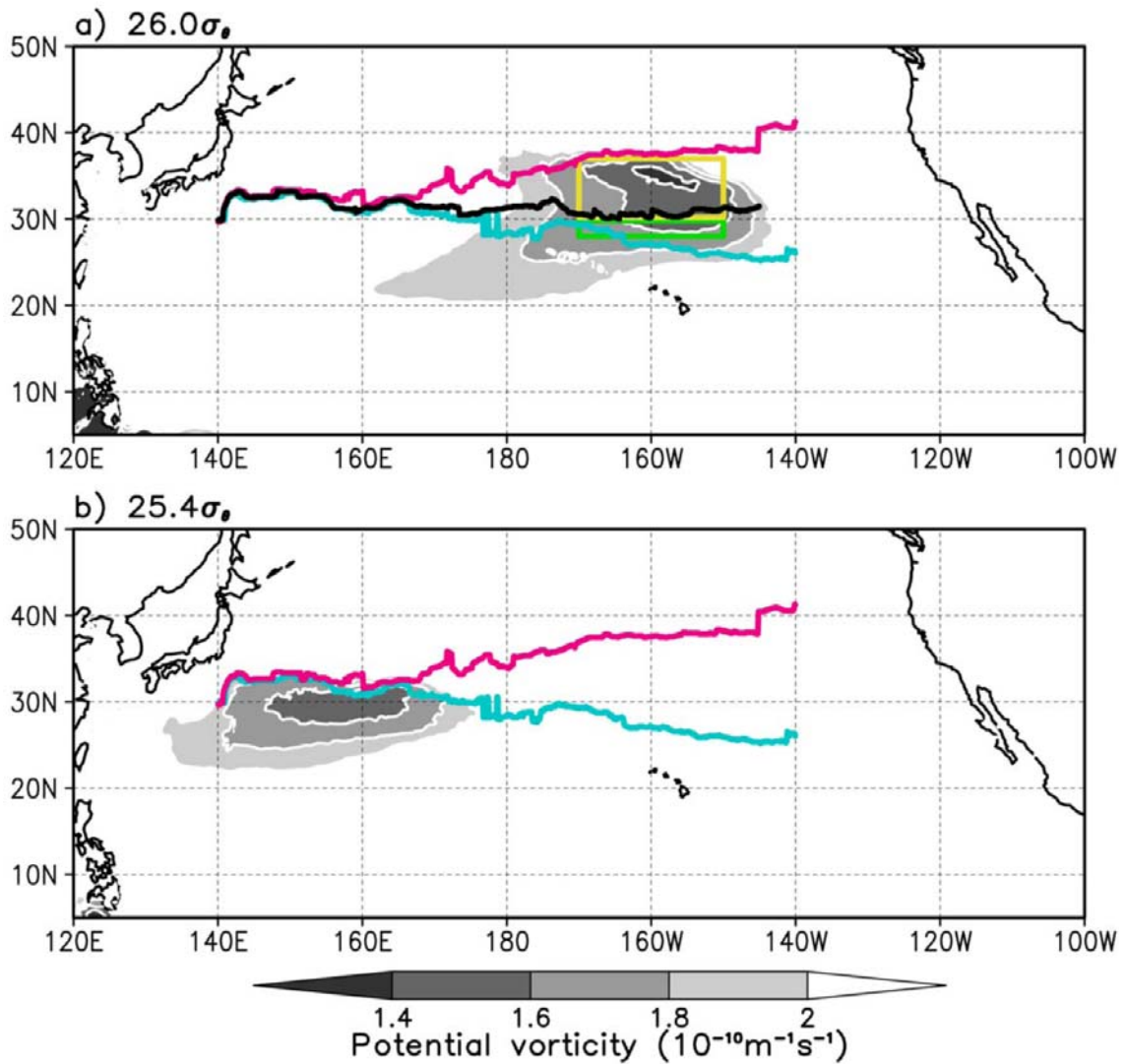


図 4-2 . モード水と循環軸の関係。影は , CMW(a)と STMW(b)を代表とする密度面でみられる低渦位を示している。青線(赤線)は , $25.0\sigma_\theta$ ($27.2\sigma_\theta$)面の循環軸の位置を示している。緑(黄色)の範囲は , 密度面ごとの流向分布(図 4-3)を調べるために海域平均した範囲を示している。

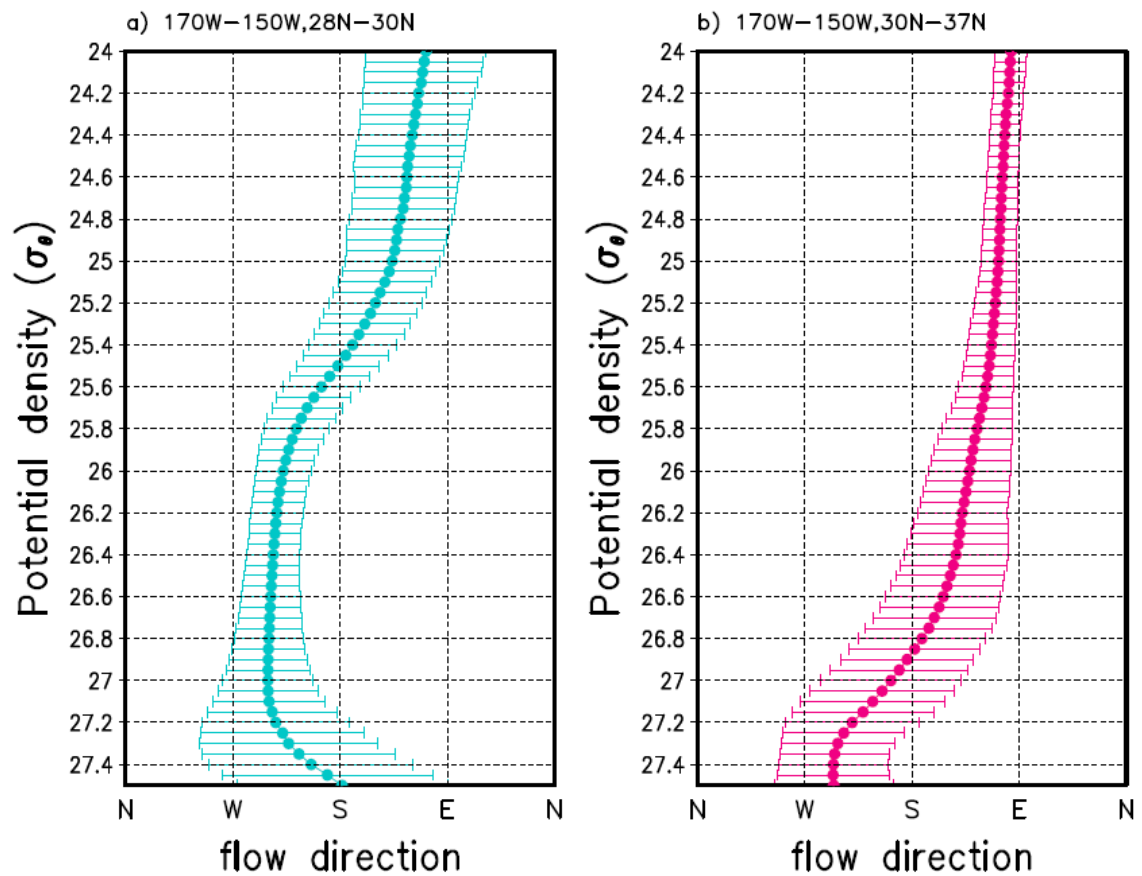


図 4-3 . a(b)に図 4-2 中の緑(黄色)の範囲の流向の鉛直分布を示す。エラーバーは、標準偏差を示している。

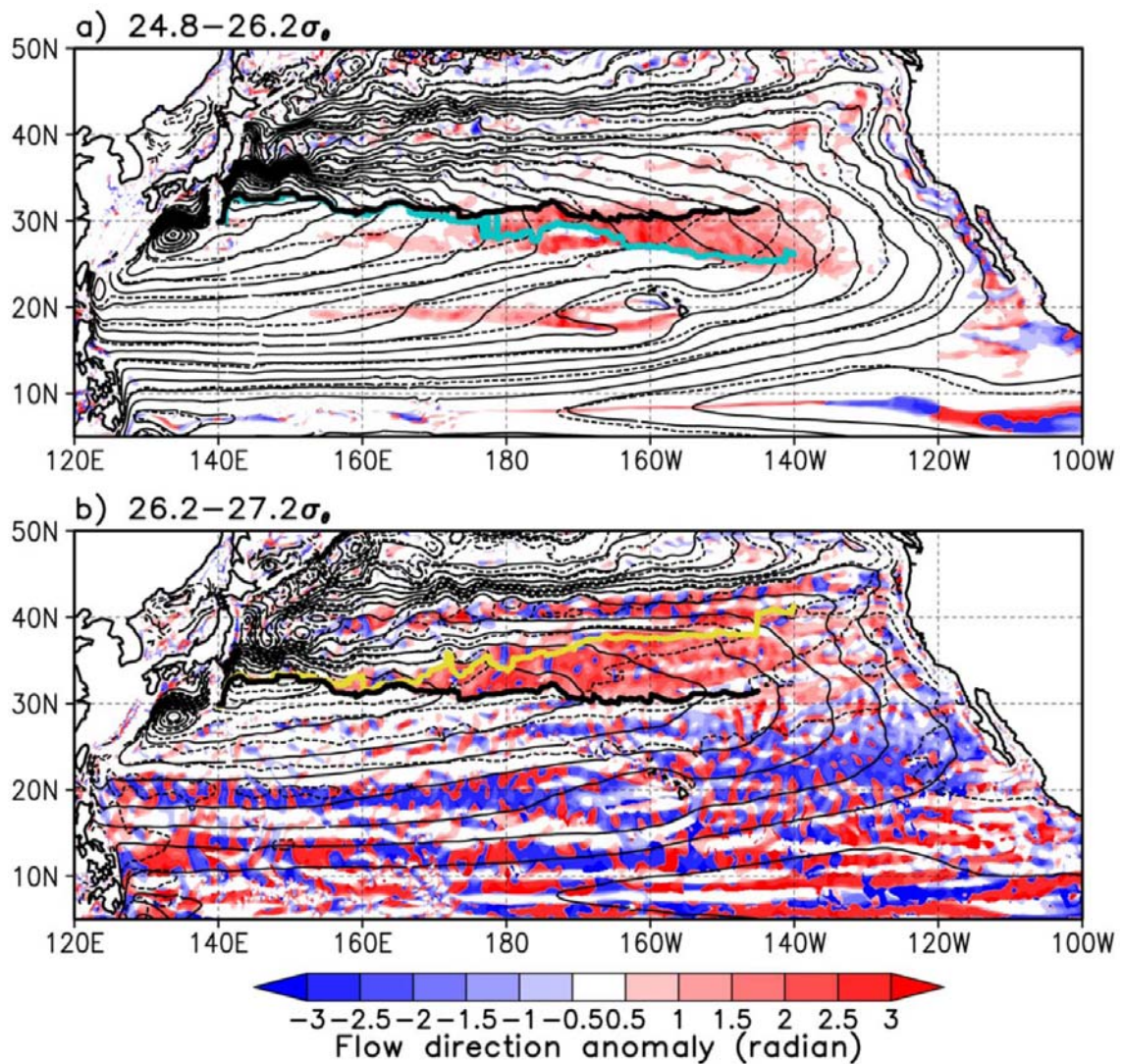


図 4-4 . $24.8 \sim 26.2\sigma_\theta$ (a)と $26.2 \sim 27.2\sigma_\theta$ (b)の密度帯の流向差の分布。時計回りが正の値である。青，黄，黒の実線は，それぞれ $25.0\sigma_\theta$ ， $27.2\sigma_\theta$ ，鉛直積分力学的高度の循環軸を示している。実線と破線の等値線は，それぞれ，密度帯の上部($24.8\sigma_\theta$ (a)， $26.2\sigma_\theta$ (b))と下部($26.2\sigma_\theta$ (a)， $27.2\sigma_\theta$ (b))の密度面の加速度ポテンシャルを示しており，等値線の間隔は， $27.2\sigma_\theta$ は $0.1\text{m}^2\text{s}^{-2}$ で，それ以外は $0.5\text{m}^2\text{s}^{-2}$ である。

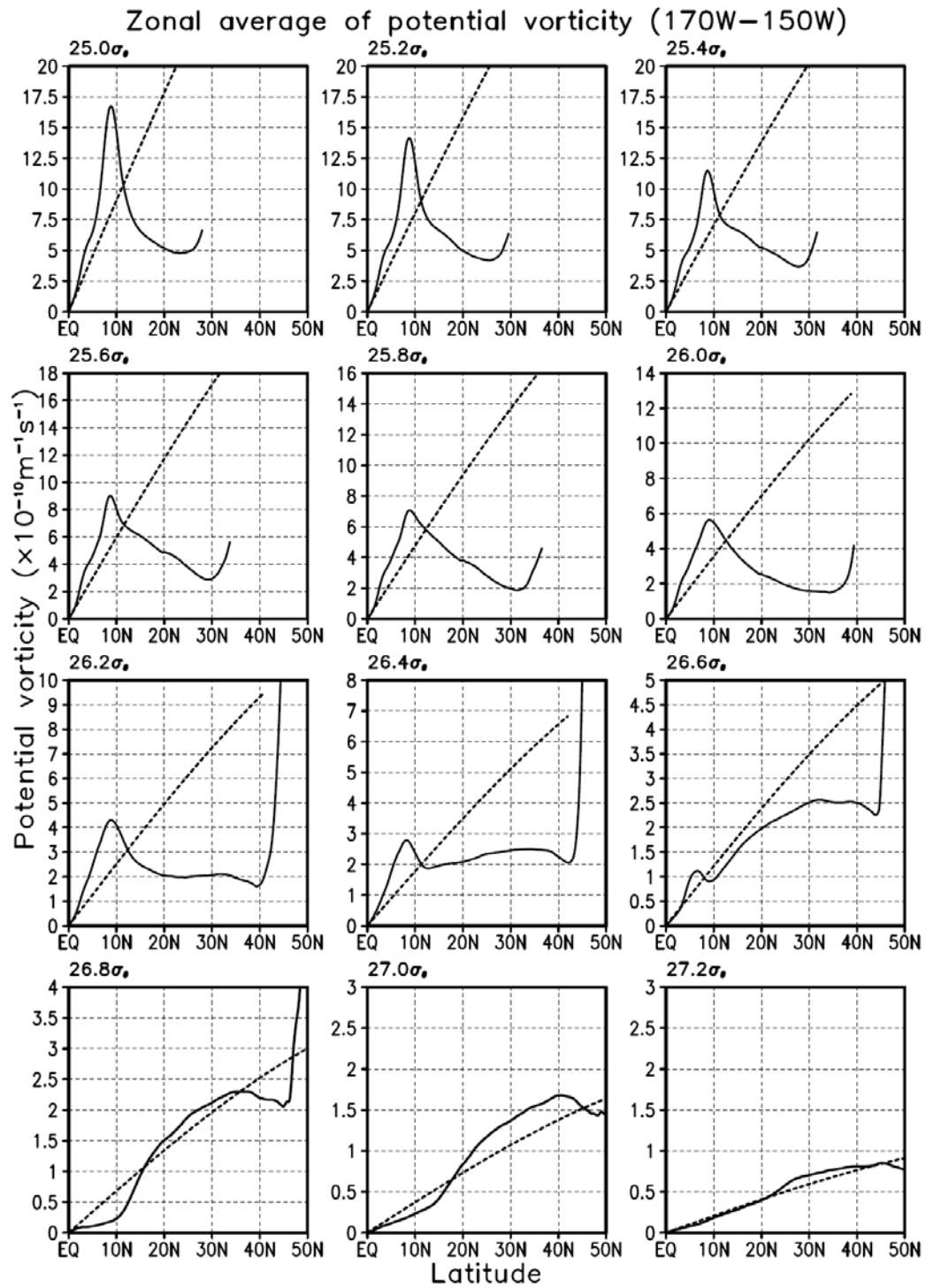


図 4-5 . 170°W～150°W で東西平均した渦位(実線)と、北太平洋全域で等密度面平均した

$\partial\sigma_\theta/\partial z$ に基づく渦位(破線)の南北分布。東西平均では、各密度面各緯度で冬季のアウト
 クロップする海域が、10%未満の場合のみ計算を行った。

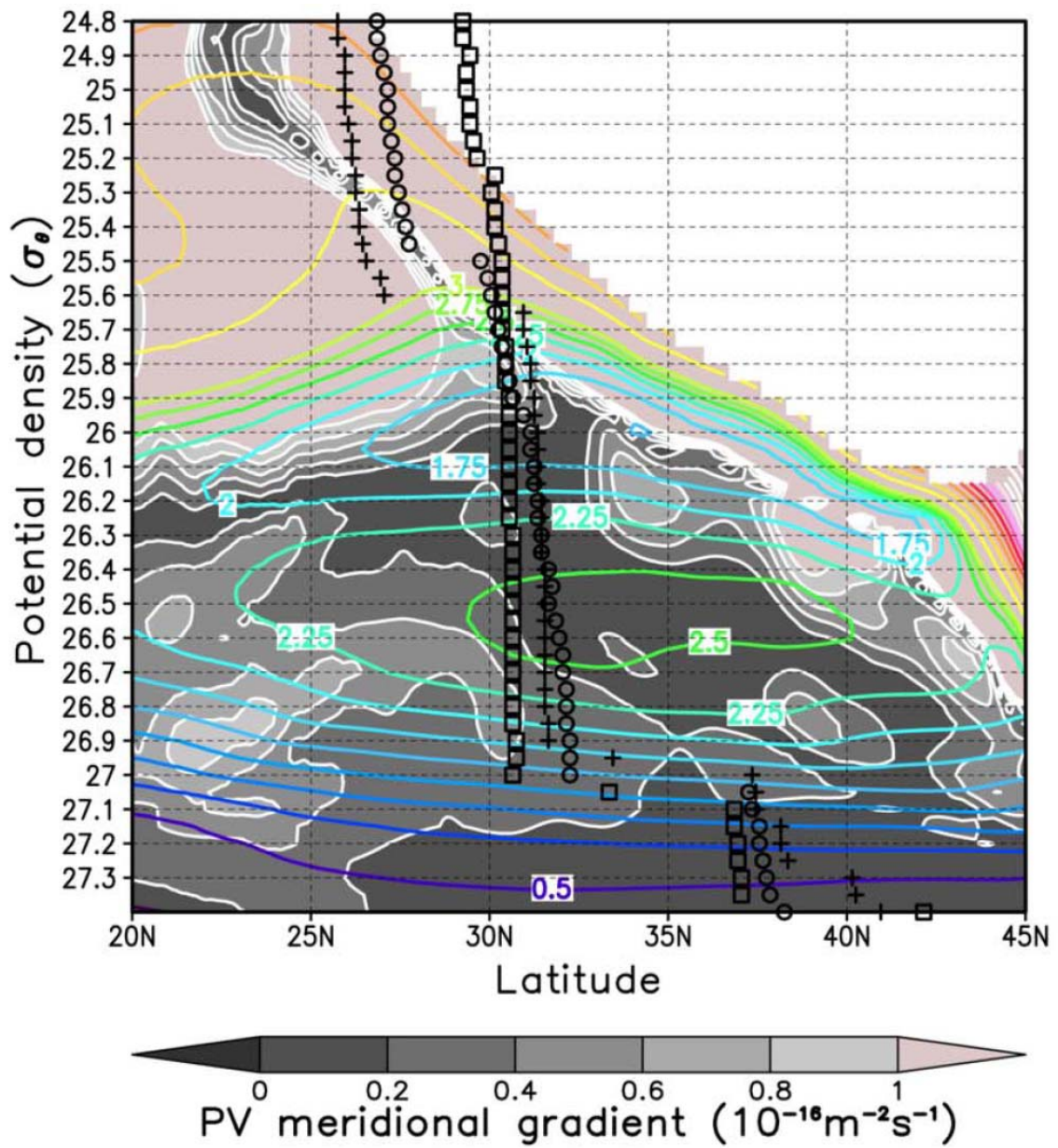


図 4-6 .170°W ~ 150°W で東西平均した渦位(等値線)から計算された南北渦位勾配(シェード)

の大きさの分布。四角印や丸印，十印は，それぞれ 170°W，160°W，150°W の循環軸の位置を示している。

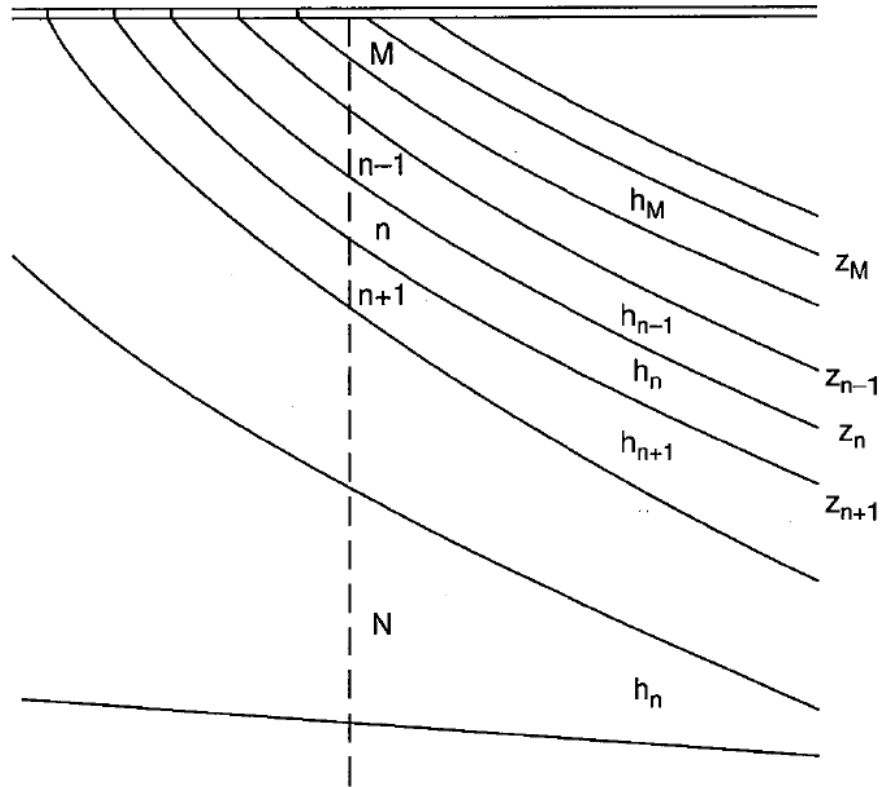


図 4-7 . 多層モデルの概略図(Pedlosky 1998)。N と M は最下層と最上層の層番号(n) , h_n は n 層の層厚 , z_n と z_{n+1} は n 層の上層と下層の密度面の深度を示している。

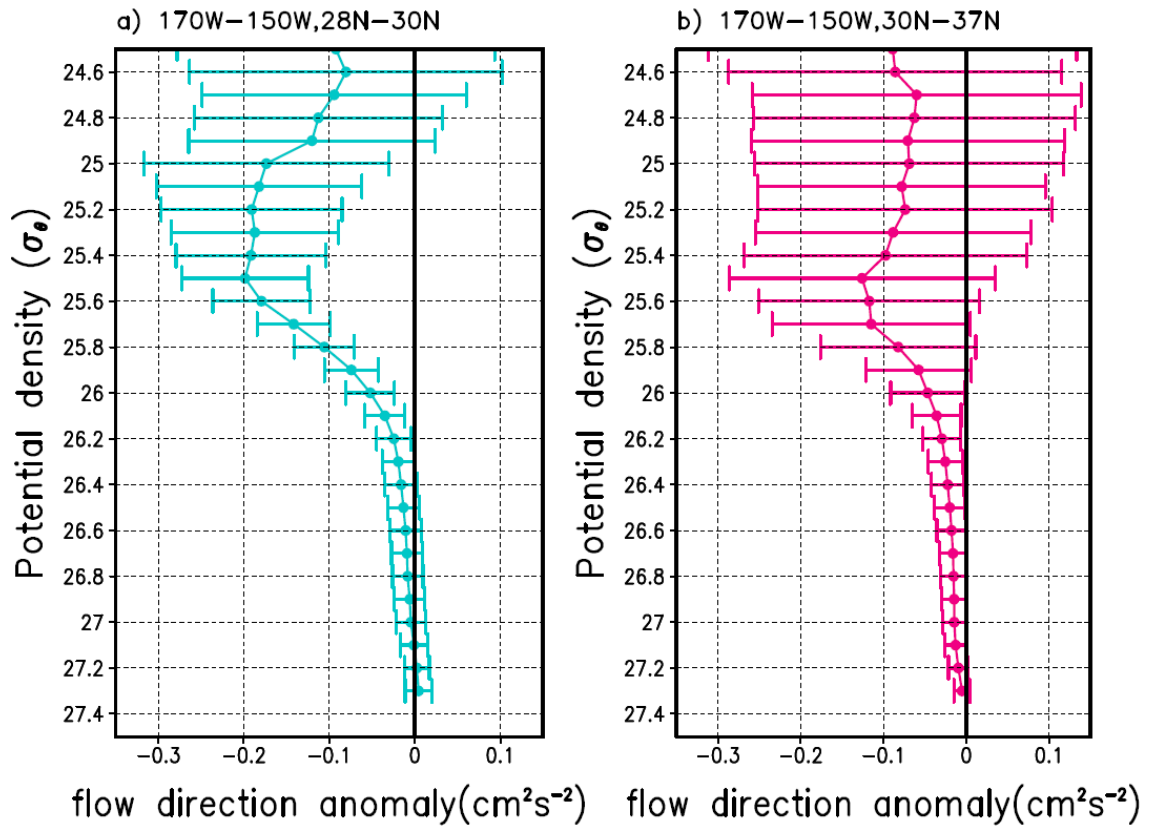


図 4-8 . 各密度面のスベルドラップの渦度方程式の各変数の鉛直分布。a,b は右辺($\mathbf{k} \cdot [\mathbf{u}_n \times \mathbf{u}_{n-1}]$)を , c,d は南北輸送量(vh)を , e,f は南北流(v)を , g,h は層厚(h)を示している。それぞれ鉛直積分力学的高度の循環軸の南側(a,c,e,g)と北側の海域(b,d,f,h)で , 領域平均したものを示している。エラーバーは , 標準偏差を示している。

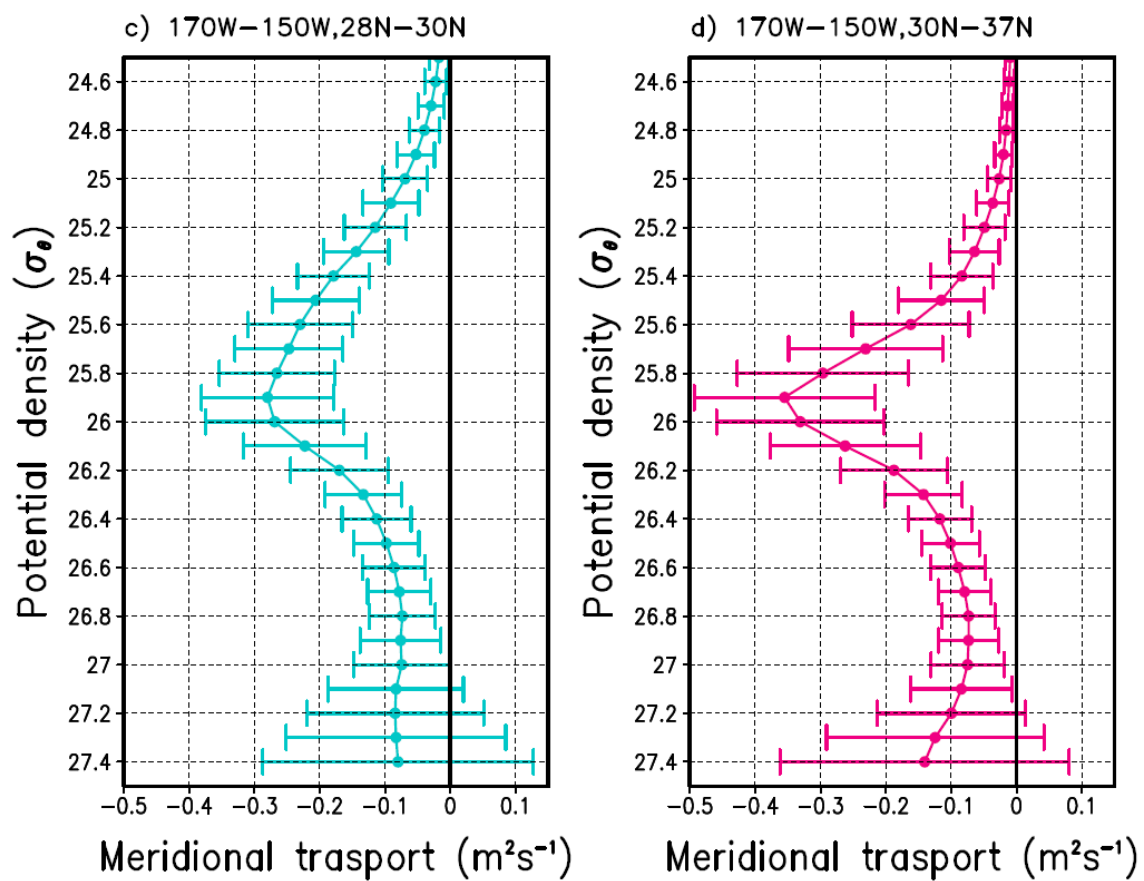


図 4-8 の続き(南北輸送量)

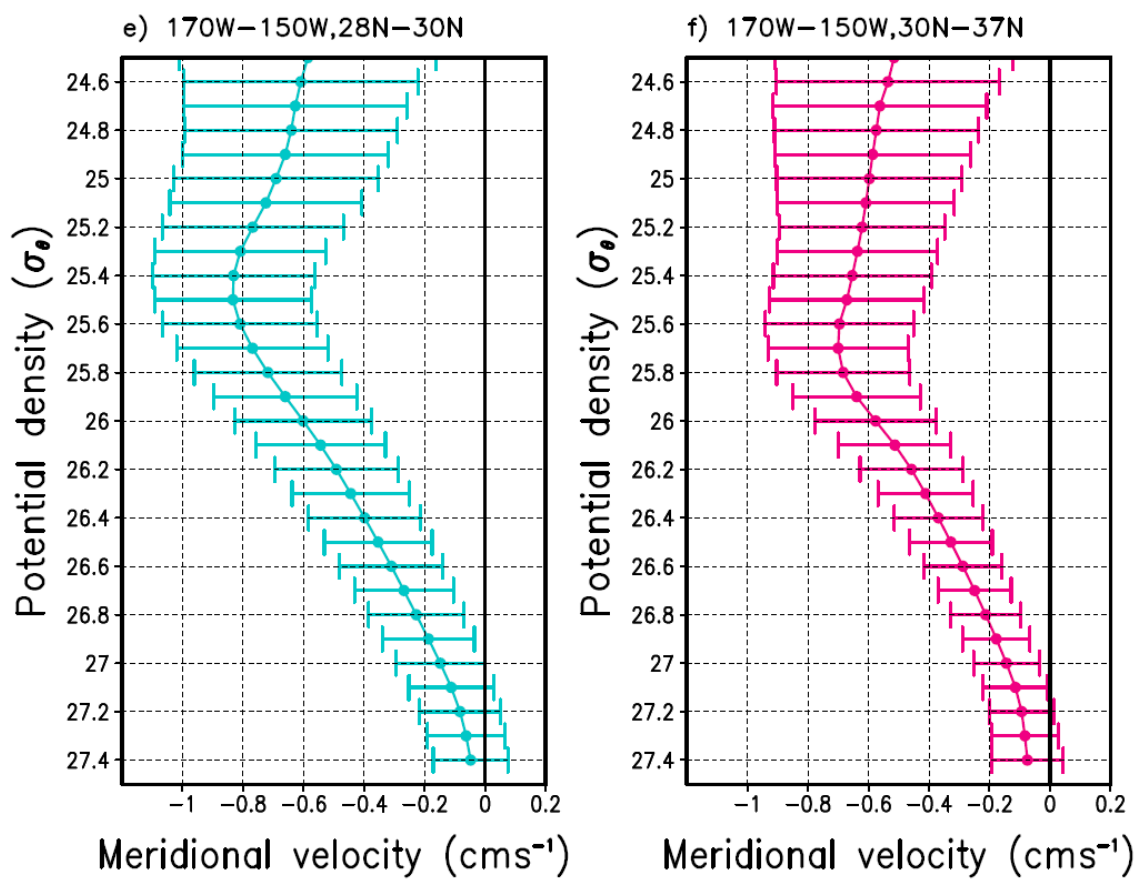


図 4-8 の続き(南北流速)

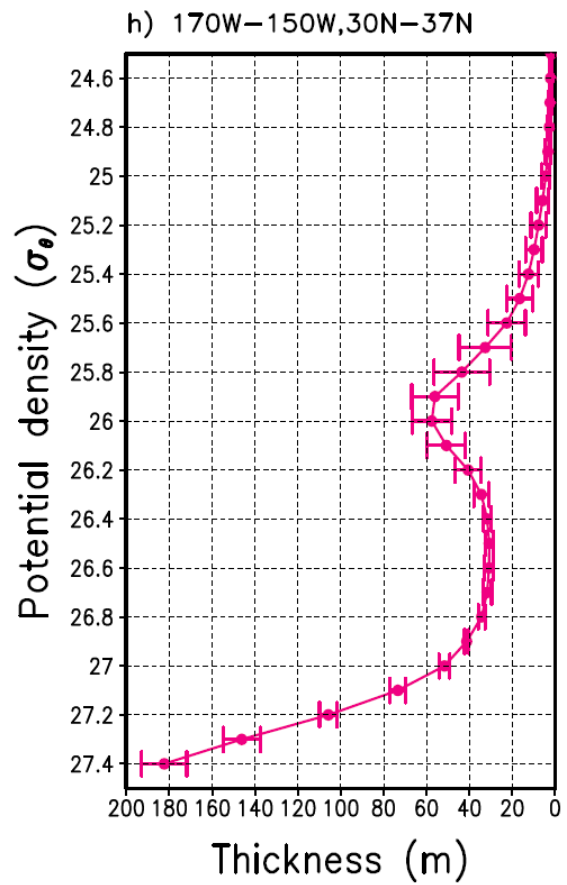
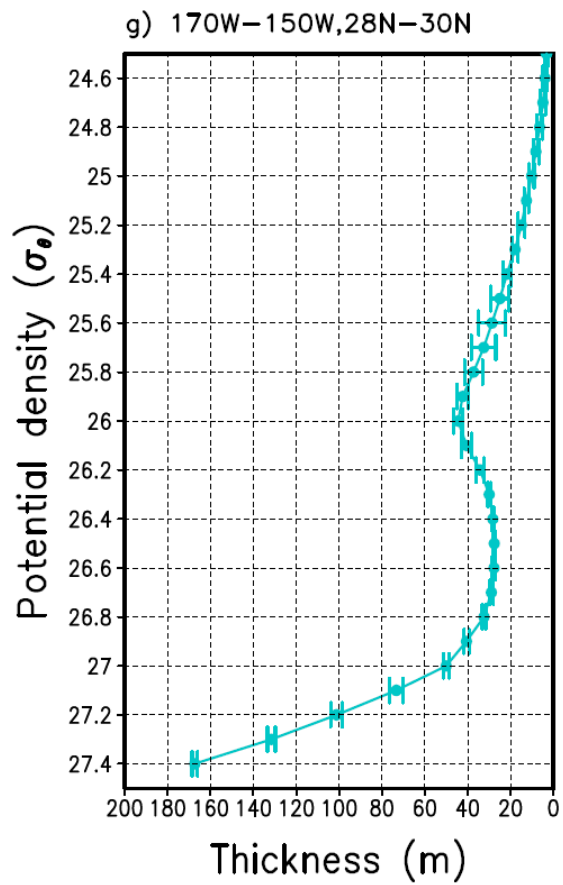


図 4-8 の続き(層厚)

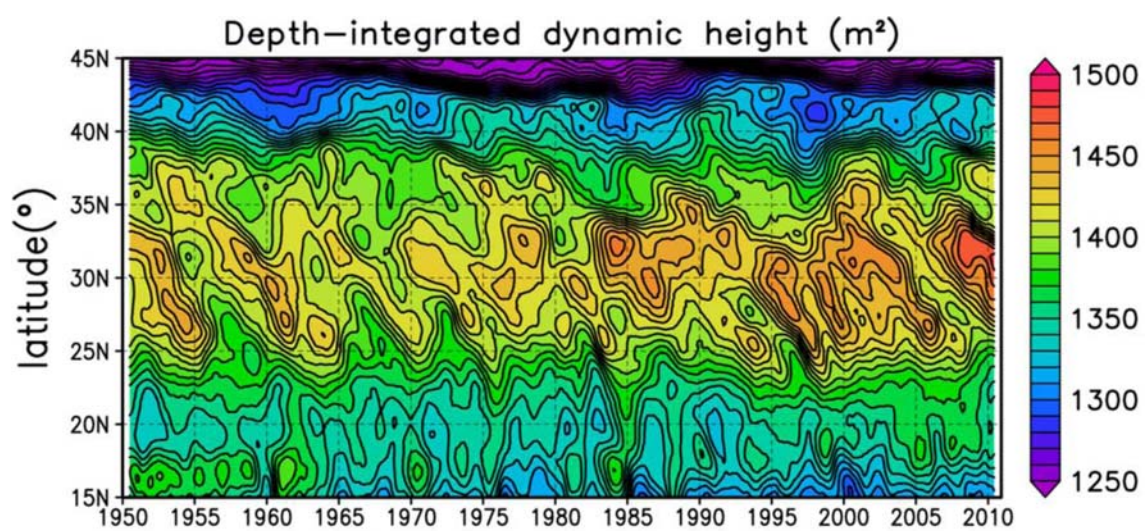


図 5-1 . $180^{\circ} \sim 150^{\circ}\text{W}$ の東西平均した鉛直積分力学的高度の時間緯度断面図。

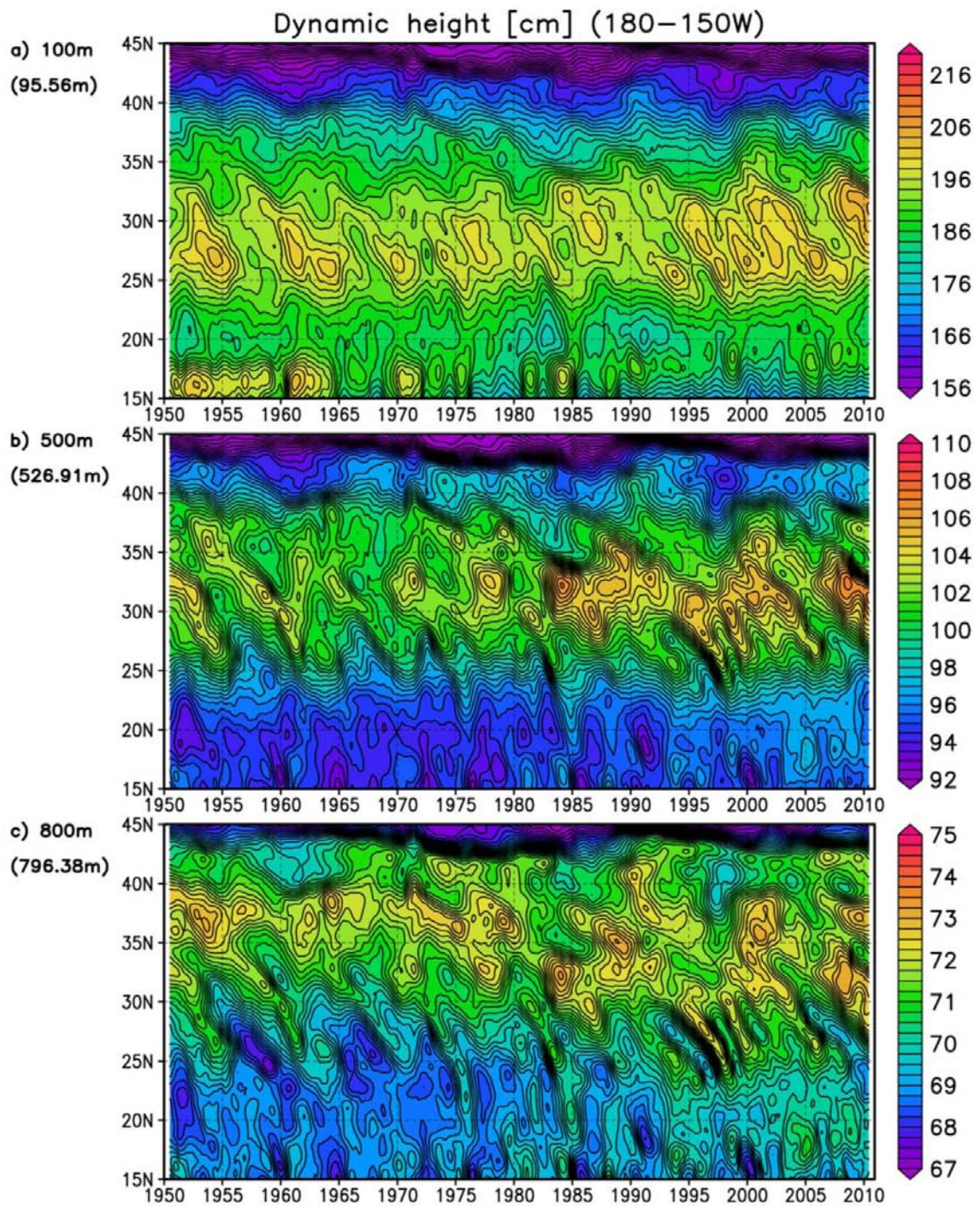


図 5-2 . 180° ~ 150°W を東西平均した力学的高度の時間緯度深度断面図。100m 深(a) , 500m 深(b) , 800m 深(c)を示している。

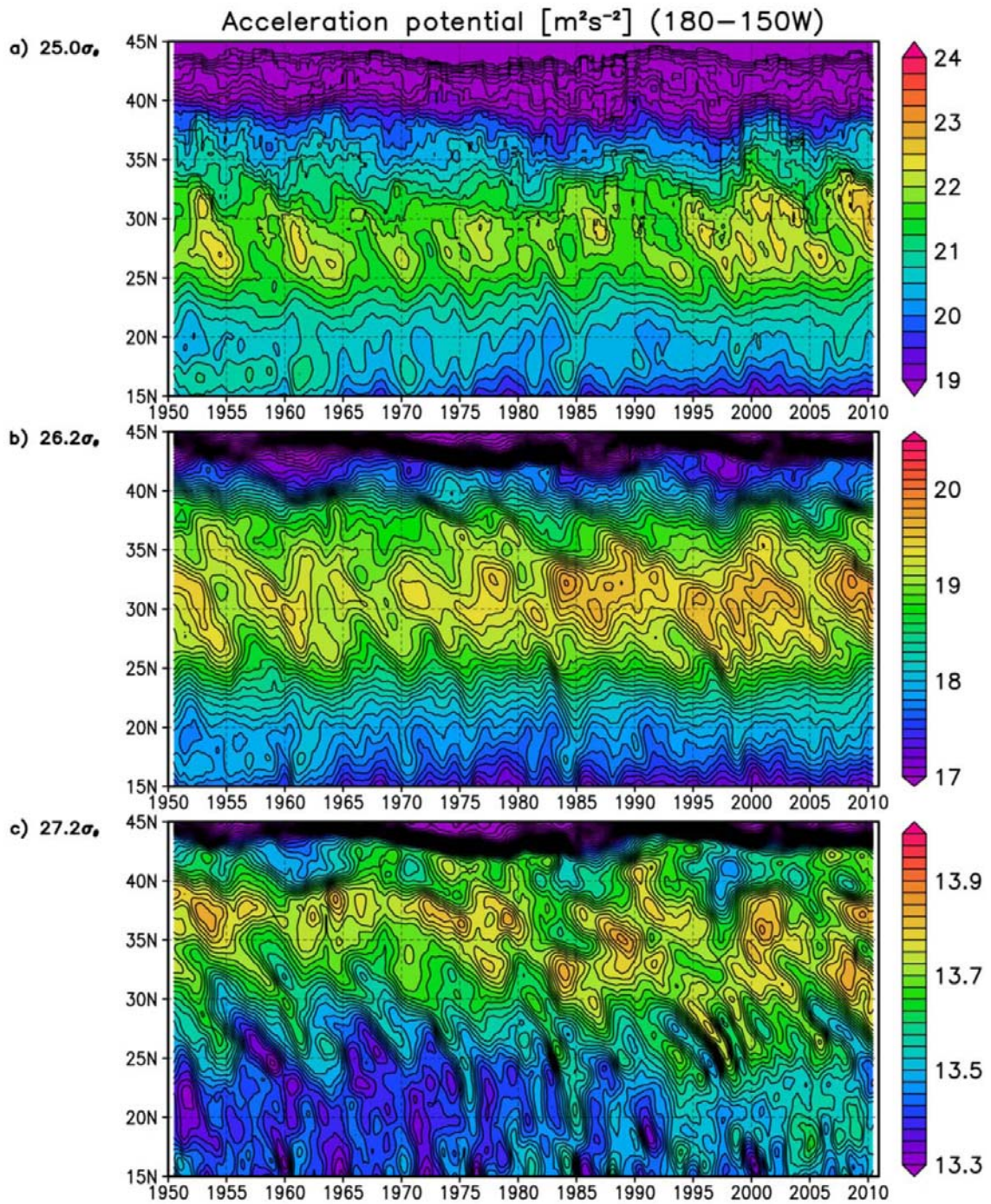


図 5-3 . 180°～150°W を東西平均した加速度ポテンシャルの時間緯度断面図。25.0 σ_θ (a) , 26.2 σ_θ (b) , 27.2 σ_θ (c)を示している。

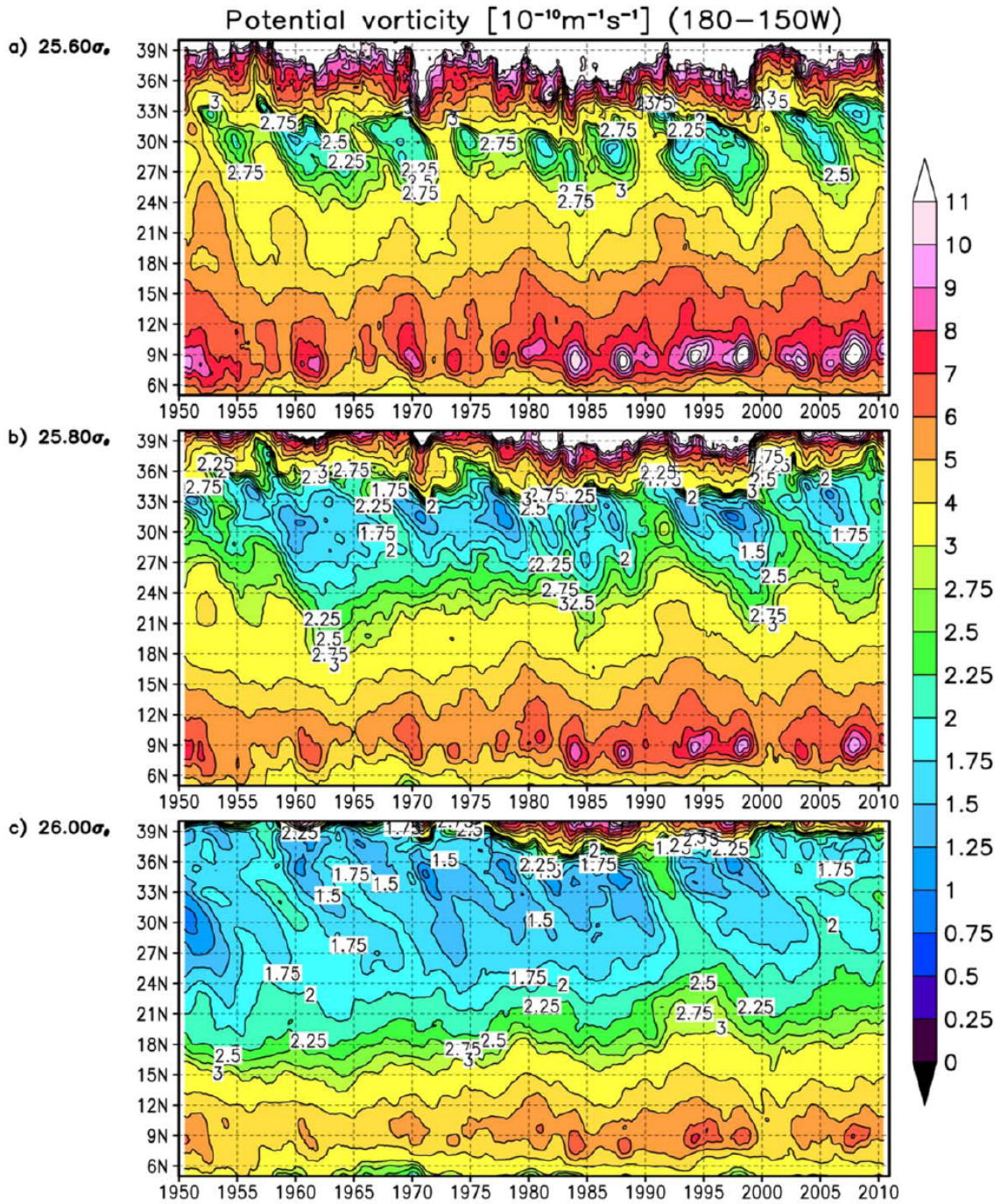


図 5-4 . 180°～150°W を東西平均した渦位の時間緯度断面図。25.60～26.6 σ_θ の密度面を 0.2 σ_θ 間隔で示している(a-f)。

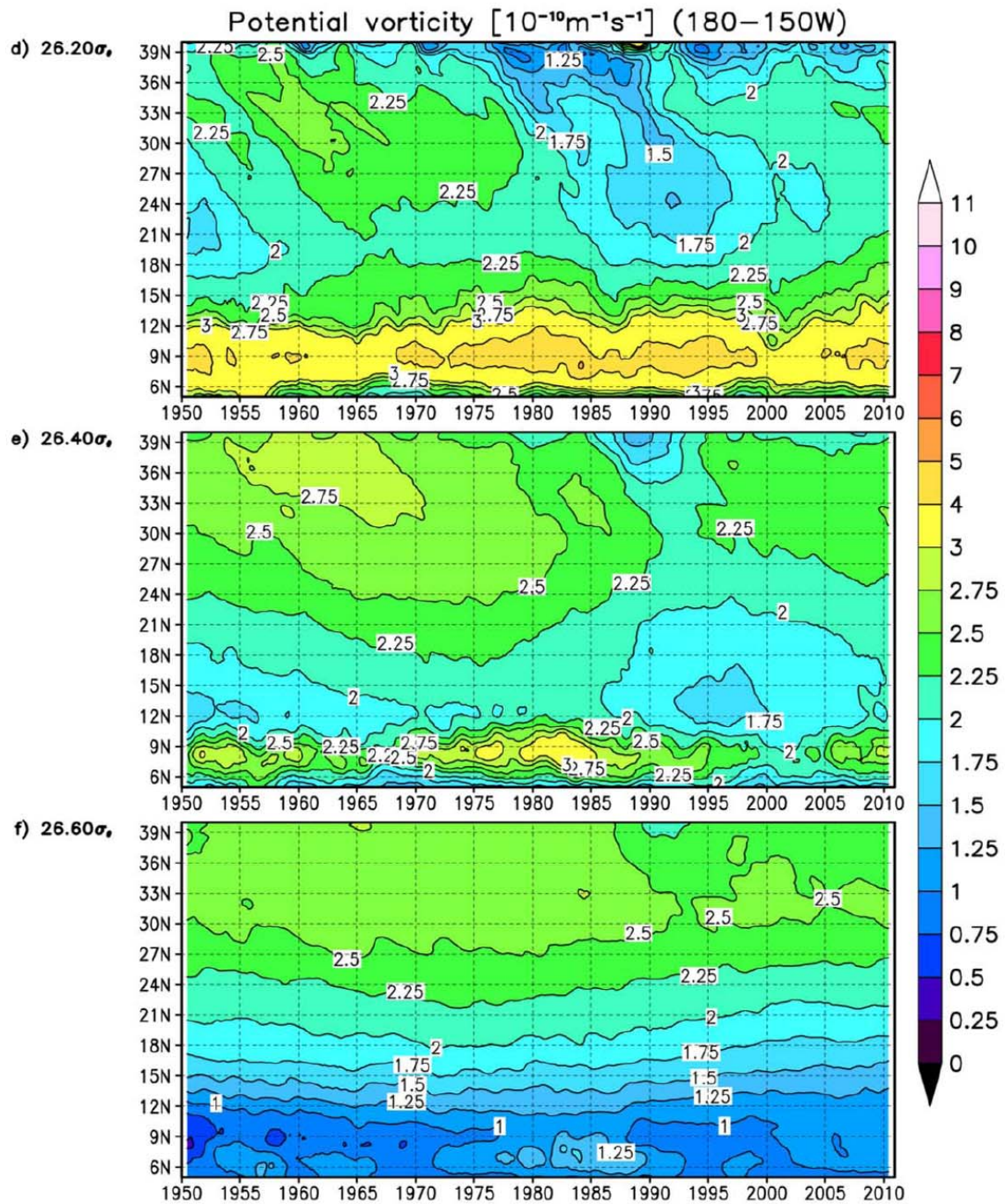


図 5-4 . の続き。